ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

1

ААРОНОВА — ДЛИННЫЕ

Москва
«Советская
энциклопедия»
1988

A

ААРО́НОВА — БО́МА ЭФФЕ́КТ — квантовомеханич. эффект, характеризующий влияние внеш. эл.-магн. поля, сосредоточенного в области, недоступной для заряж. частицы, на её квантовое состояние. Наличие такого нелокального воздействия эл.-магн. поля на заряж. частицу, исчезающего в классич. пределе, подчёркивает, что при квантовом рассмотрении взаимодействие заряж. частицы с эл.-магн. полем не сводится к локальному действию на неё силы Лоренца. Впервые на возможность такого эффекта указали У. Эренберг (W. Ehrenberg) и Р. Э. Сайди (R. E. Siday) в 1949. Независимо подробное теоретич. изучение эффекта проведено в 1959 Я. Аароновым и Д. Бомом, отметившими его тесную связь с фундам. положениями квантовой теории. Их исследования привлекли внимание к особой роли эл.-магн. потенциалов в квантовой теории.

Возможность А.— Б. э. формально обусловлена тем, что ур-ние Шрёдингера для волновой ф-ции заряж. частицы во внеш. эл.-магн. поле содержит потенциал этого поля. Он определяет фазу волновой ф-ции и при выборе подходящей геометрии опыта приводит к наблюдаемому интерференц. эффекту даже при отсутствии прямого силового воздействия поля на частицу. Этот эффект не зависит от выбора калибровки потенциалов и обусловлен разницей фаз вдоль различных возможных путей распространения частицы. Он существует как для скалярного, так и для векторного потенциала эл.-магн. поля.

А.— Б. э. ярко проявляется при рассеянии заряж. частицы на бесконечно длинном соленоиде радиуса R (расположенного перпендикулярно движению частицы), внутри к-рого имеется магн. поток Φ и к-рый окружён непроницаемым для частиц цилиндрич. экраном радиуса $R_0>R$. В этом случае волновая ф-ция частицы целиком сосредоточена в области, где магн. поле отсутствует и только векторный потенциал $\boldsymbol{A}$ отличен от нуля в силу *Стокса теоремы* $\oint_L \boldsymbol{A}d\boldsymbol{l}=\Phi$ (интеграл берётся по контуру L, охватывающему соленоид). Поэтому, хотя сила Лоренца на заряж. частицу не действует, амплитуда расходящейся цилиндрич. волны оказывается зависящей от потока магн. поля. Она содержит два члена, один из к-рых, описывающий рассеяние на экранирующей поверхности, исчезает в пределе $R_0\to 0$. Второй член, не зависящий от R_0, определяет амплитуду Ааронова — Бома рассеяния:

$$f(\varphi)\sim\frac{1}{\sqrt{2\pi k}}\cdot\frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\sin(\varphi/2)}, \qquad (*)$$

где φ — угол рассеяния, отсчитываемый от направления падающей плоской волны (описывающий свободную частицу с импульсом $\hbar k$), а $\Phi_0=2\pi\hbar c/e$ — квант магн. потока (e — заряд частицы). Этой же ф-лой описывается амплитуда рассеяния заряж. частицы на соленоиде без защитного экрана в предельном случае бесконечно тонкого соленоида ($R=0$) с заданным потоком Φ. Ф-ла (*) несправедлива в области малых углов, где точный расчёт свидетельствует о появлении тени за рассеивателем, причём коэфф. ослабления амплитуды падающей плоской волны равен $\cos(\pi\Phi/\Phi_0)$.

Характерная особенность Ааронова — Бома рассеяния — исчезновение рассеянной волны, если магн. поток в соленоиде равен целому числу (n) квантов потока, $\Phi=n\Phi_0$. В этом случае точная волновая ф-ция отличается от волновой ф-ции свободной частицы лишь калибровочным множителем $\exp(in\varphi)$, и такое магн. поле не влияет на квантовое состояние частицы. Условие отсутствия Ааронова — Бома рассеяния совпадает с условием квантования Дирака для магн. зарядов (см. *Магнитный монополь*).

При рассеянии на соленоиде волновых пакетов ширины a с параметром удара d в амплитуде рассеяния возникает множитель $\exp(-d^2/2a^2)$, эффективно уменьшающий её, если волновой пакет не охватывает соленоид. Это показывает, что классич. заряж. частица, описываемая волновым пакетом исчезающе малой ширины, не испытывает Ааронова — Бома рассеяния.

Существование А.— Б. э. для связанных состояний можно продемонстрировать на примере задачи о плоском ротаторе — квантовомеханич. рассмотрении движения заряж. частицы по орбите заданного радиуса R_0. Если орбита охватывает соленоид с магн. потоком Φ, спектр энергий стационарных состояний ротатора

$$\mathcal{E}_m=(\hbar^2/2MR_0^2)(m-\Phi/\Phi_0)^2$$

(где M — масса частицы, m — магн. квантовое число) явно зависит от магн. потока в соленоиде. Эта зависимость становится очевидной, если рассмотреть процесс включения магнитного поля в соленоиде, во время которого возникает вихревое электрич. поле, изменяющее энергию частицы. Аналогичное воздействие испытывает и классич. частица, однако лишь изменение её квантового состояния, в данном случае энергетич. спектра, позволяет судить о наличии установившегося магн. потока в соленоиде. При квантованном потоке, $\Phi=n\Phi_0$, энергетич. спектр неотличим от спектра ротатора в отсутствие соленоида.

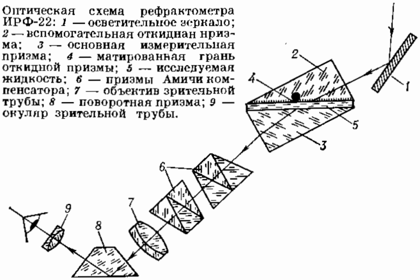
А.— Б. э. для связанных состояний заряж. частицы в однородном магн. поле B, в к-рое помещён тонкий соленоид с магн. потоком Ф, приводит к появлению дополнит. серии $(N+1)$-кратно вырожденных уровней энергии, $\mathcal{E}_N=\hbar\omega(N+{}^1/_2+\Phi/\Phi_0)^2$ (где $\omega=eB/Mc$ — циклотронная частота), сдвинутых относительно уровней Ландау на величину, определяемую дробной частью квантов потока в соленоиде. Эти уровни соответствуют квантовым орбитам, охватывающим соленоид.

Эксперименты по наблюдению А.— Б. э. при рассеянии электронов магн. полем проводились начиная с 60-х гг. Пучок монохроматич. электронов разделялся на два когерентных пучка, обтекавших рассеиватель — тонкую нить ($\varnothing\sim1$ мкм) из магн. материала или миниатюрный соленоид ($\varnothing\sim14$ мкм), магн. потоком к-рого можно было управлять. Затем когерентные пучки вновь соединялись, образуя интерференц. картину, зависящую от величины охватываемого магн. потока, в хорошем согласии с теоретич. расчётом А.— Б. э. Однако при анализе этих экспериментов необходимо учитывать искажения интерференц. картины, вызванные рассеянным магн. полем, возникающим из-за неоднородного намагничивания нити и конечных продольных размеров рассеивателя. Совр. эксперименты с тороидальным магнитом, а также со сверхпроводящими квантовыми интерферометрами, свободные от этих недостатков, надёжно подтверждают существование А.— Б. э.

Лит.: Aharonov Y., Bohm D., Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory, «Phys. Rev.», 1959, v. 115, p. 485; Фейнберг Е. Л., Об «особой роли» электромагнитных потенциалов в квантовой механике, «УФН», 1962, т. 78, в. 1; Скаржинский В. Д., Эффект Ааронова — Бома: теоретические расчёты и интерпретация, «Тр. ФИАН», 1986, т. 167, с. 139; Olariu S., Popescu I., The quantum effects of electromagnetic fluxes, «Revs Mod. Phys.», 1986, v. 57, p. 339.

В. Д. Скаржинский.

А́ББЕ РЕФРАКТО́МЕТР — визуальный оптич. прибор для измерения показателя преломления жидких и твёрдых сред. Его действие основано на измерении угла полного внутр. отражения в случае непрозрачной исследуемой среды или предельного угла преломления на плоской границе раздела прозрачных сред (исследуемой и известной) при распространении света из среды с меньшим показателем преломления n_1 в среду с большим показателем — n_2 (см. *Рефрактометр*). В обоих методах используется закон преломления света $n_1\sin i_1=n_2\sin i_2$ (i_1 — угол падения, i_2 — угол преломления). А. р. состоит из двух стеклянных прямоуг. призм — измерит. призмы *3* (рис.)



Оптическая схема рефрактометра ИРФ-22: *1* — осветительное зеркало; *2* — вспомогательная откидная призма; *3* — основная измерительная призма; *4* — матированная грань откидной призмы; *5* — исследуемая жидкость; *6* — призмы Амичи компенсатора; *7* — объектив зрительной трубы; *8* — поворотная призма; *9* — окуляр зрительной трубы.

с высоким показателем преломле́ния $n_2=1{,}7$ (для жёлтой линии натрия $\lambda_D=589{,}3$ нм), с полированной гипотенузной гранью и вспомогат. откидной призмы *2* с матированной гипотенузной гранью, зрительной трубы, отсчётной шкалы, спец. компенсатора *6*. В поле зрения трубы наблюдается резкая линия раздела светлого и тёмного полей, соответствующая предельному углу.

Исследуемые жидкости помещаются в зазор (ок. 0,1 мм) между гипотенузными гранями призм. Твёрдые прозрачные образцы должны иметь одну плоскую полированную грань, а одна из боковых граней должна быть перпендикулярной к полированной. Полированной гранью образцы прижимаются к гипотенузной грани измерит. призмы (при откинутой вспомогат. призме), а в зазор между ними вводится капля иммерсионной жидкости с показателем преломления $n_и$ таким, чтобы $n_1<n_и<n_2$ (обычно монобромнафталина с $n_и=1{,}66$). При измерении прозрачных жидких сред свет на границу раздела сред направляется через малый катет вспомогат. призмы (измерение в проходящем свете), а в случае непрозрачных сред освещается матовая грань измерит. призмы — её большой катет (измерение в отражённом свете). При совмещении линии раздела светлого и тёмного полей с перекрестием нитей в поле зрения трубы по шкале непосредственно отсчитывается величина n. Компенсатор, состоящий из двух дисперс. призм прямого зрения (призм Амичи, см. *Спектральные призмы*), позволяет вращением призм в противоположные стороны компенсировать дисперсию измерит. призмы и образца и измерить величину n_2 при использовании источника белого света.

Для рефрактометра ИРФ-22 пределы измерения n в проходящем свете 1,3—1,7, в отражённом — 1,3—1,57; точность измерения $\pm2\cdot10^{-4}$.

Лит.: Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, 3 изд., Л., 1983.

В. И. Малышев.

А́БЕЛЕВА ГРУ́ППА — *группа*, умножение в к-рой коммутативно (перестановочно). А. г. наз. также коммутативной.

А́БЕЛЯ ИНТЕГРА́ЛЬНОЕ УРАВНЕ́НИЕ — интегральное ур-ние $\int_0^x\varphi(s)(x-s)^{-1/2}ds=f(x)$, где $f(x)$ — известная ф-ция, а $\varphi(x)$ — искомая ф-ция. Получено и решено Н. Абелем (N. Abel) в 1823 при рассмотрении движения материальной точки в вертик. плоскости под действием силы тяжести. А. и. у. часто возникает при решении т. н. обратных задач, напр. при определении потенц. энергии по периоду колебаний или при восстановлении рассеивающего поля по эффективному сечению в классич. механике. А. и. у. относится к классу *Вольтерры уравнений* 1-го рода. Рассматривают также обобщённое А. и. у. $\int_a^x\varphi(s)(x-s)^{-\alpha}ds=f(x)$, где $0<\alpha<1$. Если $f(x)$ — непрерывно дифференцируемая ф-ция, то это ур-ние имеет единств. непрерывное решение:

$$\varphi(x)=\frac{\sin\alpha\pi}{\pi}\,\frac{d}{dx}\int\limits_a^x\frac{f(t)\,dt}{(x-t)^{1-\alpha}}\,.$$

В классе *обобщённых функций* решение существует при любых α.

Лит.: Гельфанд И. М., Шилов Г. Е., Обобщенные функции и действия над ними, 2 изд., М., 1959; Михлин С. Г., Лекции по линейным интегральным уравнениям, М., 1959.

С. Н. Молодцов.

АБЕРРА́ЦИИ ОПТИ́ЧЕСКИХ СИСТЕ́М (от лат. aberratio — уклонение, удаление) — искажения изображений, даваемых реальными оптич. системами, заключающиеся в том, что оптич. изображения неточно соответствуют предмету, оказываются размыты (монохроматич. геом. А. о. с.) или окрашены (хроматич. А. о. с.). В большинстве случаев аберрации обоих типов проявляются одновременно.

В приосевой, т. н. параксиальной, области (см. *Параксиальный пучок лучей*) оптич. система близка к идеальной, т. е. точка изображается точкой, прямая линия — прямой и плоскость — плоскостью. Но при конечной ширине пучков и конечном удалении точки-источника от оптич. оси нарушаются правила параксиальной оптики: лучи, испускаемые точкой предмета, пересекаются не в одной точке плоскости изображений, а образуют кружок рассеяния, т. е. изображение искажается — возникают аберрации.

Геом. А. о. с. характеризуют несовершенство оптич. систем в монохроматич. свете. Происхождение А. о. с. можно понять, рассмотрев прохождение лучей через центрированную оптич. систему L (рис. 1). OO_1 — плоскость предмета, $O'O_1'$ — плоскость изображений, PP_1 и $P'P_1'$ — соответственно плоскости входного и выходного зрачков. В идеальной оптич. системе

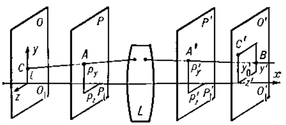


Рис. 1

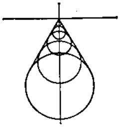


Рис. 2. Кома.

все лучи, испускаемые к.-л. точкой $C(z,\ y)$ предмета, находящейся в меридиональной плоскости ($z=0$) на расстоянии $y=l$ от оси, пройдя через систему, собрались бы снова в одну точку $C'(z_0',\ y_0')$. В реальной оптич. системе эти лучи пересекают плоскость изображения $O'O_1'$ в разных точках. При этом координаты z' и y' точки B пересечения луча с плоскостью изображения зависят от направления луча и определяются координатами p_y и p_z точки A пересечения с плоскостью входного зрачка. Отрезок $C'B$ характеризует несовершенство изображения, даваемого данной оптич. системой. Проекции этого отрезка на оси координат равны $\delta g=y'-y_0'$ и $\delta G=z'-z_0'$ и характеризуют поперечную аберрацию. В заданной оптич. системе $\delta g'$ и $\delta G'$ являются ф-циями координат надающего луча CA: $\delta g'=f_1(l,\ p_y,\ p_z)$ и $\delta G'=f_2(l,\ p_y,\ p_z)$. Считая координаты малыми, можно разложить эти ф-ции в ряды по p_y, p_z и l.

Линейные члены этих разложений соответствуют параксиальной оптике, следовательно коэфф. при них должны быть равными нулю; чётные степени не войдут в разложение ввиду симметричности оптич. системы; т. о. остаются нечётные степени, начиная с третьей; аберрации 5-го порядка (и выше) обычно не рассматривают, поэтому первичные А. о. с. наз. аберрациями 3-го порядка. После упрощений получаются след. ф-лы

$$\left.\begin{aligned}\delta g' &= Ap_y\,(p_y^2+p_z^2)+Bl\,(3p_y^2+p_z^2)+Cl^2p_y+El^3,\\ \delta G' &= Ap_z\,(p_y^2+p_z^2)+Bl2p_yp_z+Dl^2p_z.\end{aligned}\right\}\quad (*)$$

Коэфф. A, B, C, D, E зависят от характеристик оптич. системы (радиусов кривизны, расстояний между оптич. поверхностями, показателей преломления). Обычно классификацию А. о. с. проводят, рассматривая каждое слагаемое в отдельности, полагая др. коэфф. равными нулю. При этом для наглядности представления об аберрации рассматривают семейство лучей, исходящих из точки-объекта и пересекающих плоскость входного зрачка по окружности радиуса ρ с центром на оси. Ей соответствует определённая кривая в плоскости изображений, а семейству концентрич. окружностей в плоскости входного зрачка радиусов ρ, 2ρ, 3ρ и т. д. соответствует семейство кривых в плоскости изображений. По расположению этих кривых можно судить о распределении освещённости в пятне рассеяния, вызываемом аберрацией.

Сферическая аберрация соответствует случаю, когда $A\neq0$, а все др. коэфф. равны нулю. Из выражения (*) следует, что эта аберрация не зависит от положения точки C в плоскости объекта, а зависит только от координаты точки A в плоскости входного зрачка, а именно, пропорциональна ρ^3. Распределение освещённости в пятне рассеяния таково, что в центре получается острый максимум при быстром уменьшении освещённости к краю пятна. Сферич. аберрация — единств. геом. аберрация, остающаяся и в том случае, если точка-объект находится на гл. оптич. оси системы.

Кома определяется выражениями при коэфф. $B\neq0$. Равномерно нанесённым на входном зрачке окружностям соответствуют в плоскости изображения семейства окружностей (рис. 2) с радиусами, увеличивающимися как ρ^2, центры к-рых удаляются от параксиального изображения также пропорционально ρ^2. Огибающей этих окружностей (*каустикой*) являются две прямые, составляющие угол 60°. Изображение точки при наличии комы имеет вид несимметрич. пятна, освещённость к-рого максимальна у вершины фигуры рассеяния и вблизи каустики. Кома отсутствует на оси центрированных оптич. систем.

Астигматизм и кривизна поля соответствуют случаю, когда не равны нулю коэфф. C и D. Из выражения (*) следует, что эти аберрации пропорциональны квадрату удаления точки-объекта от оси и первой степени радиуса отверстия. Астигматизм обусловлен неодинаковой кривизной оптич. поверхности в разных плоскостях сечения и проявляется в том, что волновой фронт деформируется при прохождении оптич. системы, и фокус светового пучка в разных сечениях оказывается в разных точках. Фигура рассеяния представляет собой семейство эллипсов с равномерным распределением освещённости. Существуют две плоскости — меридиональная и перпендикулярная ей сагиттальная, в к-рых эллипсы превращаются в прямые отрезки. Центры кривизны в обоих сечениях наз. фокусами, а расстояние между ними является мерой астигматизма. Пучок параллельных лучей, падающих

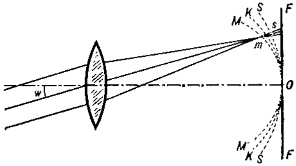


Рис. 3. Астигматизм.

на оптич. систему под углом w (рис. 3), в меридиональном сечении имеет фокус в точке m, а в сагиттальном — в точке s. С изменением угла w положения фокусов m и s меняются, причём геом. места этих точек представляют собой поверхность вращения MOM и SOS вокруг гл. оси системы. На поверхности KOK, находящейся на равных расстояниях от MOM и SOS, искажение наименьшее, поэтому поверхность KOK наз. поверхностью наилучшей фокусировки. Отклонение этой поверхности от плоскости представляет собой аберрацию, наз. кривизной поля. В оптич. системе может отсутствовать астигматизм (напр., если MOM и SOS совпадают), но кривизна поля остаётся: изображение будет резким на поверхности KOK, а в фокальной плоскости FF изображение точки будет иметь вид кружка.

Дисторсия проявляется в случае, если $E\neq0$; как видно из ф-л (*), она может быть в меридиональной плоскости: $\delta g'=El^3$; $\delta G'=0$. Дисторсия не зависит от координат точки пересечения луча с плоскостью входного зрачка (поэтому каждая точка изображается точкой), но зависит от расстояния точки до оптич. оси ($\sim l^3$), поэтому изображение искажается, нарушается закон подобия. Напр., изображение квадрата имеет вид подушкообразной и бочкообразной фигур (рис. 4) соответственно в случае $E>0$ и $E<0$.

Труднее всего устранить сферич. аберрацию и кому. Уменьшая диафрагму, можно было бы практически полностью устранить обе эти аберрации, однако уменьшение диафрагмы уменьшает яркость изображения и увеличивает дифракц. ошибки. Подбором линз

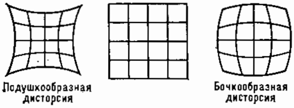


Рис. 4. Дисторсия.

устраняют дисторсию, астигматизм и кривизну поля изображения.

Хроматич. аберрации. Излучение обычных источников света обладает сложным спектральным составом, что приводит к возникновению хроматич. аберраций. В отличие от геометрических, хроматич. аберрации возникают и в параксиальной области. Дисперсия света порождает два вида хроматич. аберраций: хроматизм положения фокусов и хроматизм увеличения. Первая характеризуется смещением плоскости изображения для разных длин волн, вторая — изменением поперечного увеличения. Подробнее см. *Хроматическая аберрация.*

Лит.: Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969; Сивухин Д. В., Общий курс физики, [т. 4] — Оптика, 2 изд., М., 1985; Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981. *Г. Г. Слюсарев.*

АБЕРРА́ЦИИ ЭЛЕКТРО́ННЫХ ЛИНЗ — см. *Электронно-оптические аберрации.*

АБЕРРА́ЦИЯ СВЕ́ТА — изменение направления распространения света (излучения) при переходе от одной *системы отсчёта* к другой. Пусть система отсчёта K' движется со скоростью v относительно системы отсчёта K. Углы, образуемые направлением распространения света с направлением движения K' относительно K, в K и K' обозначим соответственно θ и θ'. Тогда, согласно спец. теории относительности, справедливо след. соотношение между θ и θ':

$$\sin\theta = \sin\theta' \frac{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}{1+\frac{v}{c}\cos\theta'}. \qquad (1)$$

Эта ф-ла — следствие общей ф-лы преобразования скорости движения частицы при переходе от одной системы отсчёта к другой (см. *Сложения скоростей закон*) для того частного случая, когда скорость частицы равна c. Угол $\alpha=\theta'-\theta$ наз. углом аберрации. Если $v \ll c$, то с точностью до членов порядка v/c ф-ла (1) записывается в виде

$$\alpha = \theta' - \theta = \frac{v}{c}\sin\theta'.$$

Из-за А. с. наблюдатель, движущийся вместе с системой K', видит источник света, смещённый (по сравнению с направлением на источник в системе K) к *апексу* движения на угол α.

А. с. играет существ. роль при относит. движении источника и приёмника излучения со скоростями, близкими к c. Если в *собственной системе отсчёта* источника излучение происходит изотропно или с небольшой анизотропией, то в системе приёмника из-за А. с. излучение сосредоточено в узком конусе [с углом при вершине порядка α, определяемым ф-лой (1)] в направлении движения источника. Такие движения происходят, напр., при синхротронном излучении энергичных заряженных частиц в магн. полях, на последних стадиях релятивистского *гравитационного коллапса* или при падении тел в поле тяготения *чёрных дыр.*

В практич. астрономии А. с. приводит к тому, что положение звёзд на небе меняется из-за движения наблюдателя вместе с Землёй. Так, вследствие годичного движения Земли вокруг Солнца со скоростью v_3 звёзды описывают на небесной сфере аберрац. эллипсы, большая полуось к-рых имеет размер $\approx v_3/c$, т. е. ок. 20,5″. *И. Д. Новиков.*

АБСОЛЮ́ТНАЯ ЗВЁЗДНАЯ ВЕЛИЧИНА́ — см. *Звёздные величины.*

АБСОЛЮ́ТНАЯ НЕУСТО́ЙЧИВОСТЬ — тип неустойчивости в системе с распределёнными параметрами (плазме, жидкости, твёрдом теле), при к-ром малое нач. возмущение неограниченно нарастает во времени в любой фиксированной точке пространства. А. н. является «антиподом» конвективной неустойчивости, при к-рой возмущение, возникшее в нек-рой фиксированной точке пространства, сносится в к.-л. направлении, а в данной точке стремится к нулю при $t\to\infty$. В однородном безграничном пространстве различие между этими типами неустойчивости относительно в том смысле, что при переходе от одной системы отсчёта к другой, движущейся вместе с возмущением, А. н. может переходить в конвективную, и наоборот. В реальной системе отсчёта, имеющей границы (напр., стенки), конвективная неустойчивость может вообще не успеть развиться, прежде чем возмущение будет вынесено за границы системы (напр., при течении жидкости в трубе). См. также *Неустойчивости плазмы.*

Лит.: Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, § 62, с. 324; Федорченко А. М., Коцаренко Н. Я., Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах, М., 1981. *В. Н. Ораевский.*

АБСОЛЮ́ТНАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА — одно из осн. понятий термодинамики, введённое У. Томсоном (Кельвином; W. Thomson) в 1848; обозначается буквой T. Согласно *второму началу термодинамики*, $1/T$ — интегрирующий множитель для кол-ва теплоты δQ, полученной системой при любом обратимом процессе, поэтому $\delta Q/T=dS$ — дифференциал ф-ции состояния S (*энтропии*). Это позволяет ввести абс. термодинамич. шкалу Кельвина с помощью обратимых термодинамич. циклов, напр. *Карно цикла.* А. т. связана с энтропией, внутр. энергией U и объёмом V соотношением $1/T = (\partial S/\partial U)_V$. А. т. выражается в кельвинах (К), отсчитывается от *абсолютного нуля температуры* и измеряется по *Международной практической температурной шкале.*

В статистич. физике А. т. входит в *каноническое распределение Гиббса* $f=Z^{-1}\exp(-H/kT)$, где H — ф-ция Гамильтона системы, Z — статистич. интеграл. В статистич. теории неравновесных процессов А. т. вводится с помощью локально-равновесного распределения, подобного распределению Гиббса, но с А. т., зависящей от пространственных координат и времени. *Д. Н. Зубарев.*

АБСОЛЮ́ТНО НЕЙТРА́ЛЬНАЯ ЧАСТИ́ЦА — то же, что *истинно нейтральные частицы.*

АБСОЛЮ́ТНО ЧЁРНОЕ ТЕ́ЛО — понятие теории теплового излучения, означающее тело, к-рое полностью поглощает любое падающее на его поверхность эл.-магн. излучение, независимо от темп-ры этого тела.

Т. о., для А. ч. т. поглощательная способность (отношение поглощённой энергии к энергии падающего излучения) равна 1 при излучениях всех частот, направлений распространения и поляризаций. Плотность энергии и спектральный состав излучения, испускаемого единицей поверхности А. ч. т. (излучения А. ч. т., чёрного излучения), зависят только от его темп-ры, но не от природы излучающего вещества. Излучение А. ч. т. может находиться в равновесии с веществом (при равенстве потоков излучения, испускаемого и поглощаемого А. ч. т., имеющим опредeл. темп-ру), но своим характеристикам такое излучение представляет *излучение равновесное* и подчиняется *Планка закону излучения*, определяющему испускат. способность и энергетич. яркость А. ч. т. (пропорциональные плотности энергии равновесного излучения).

Понятие А. ч. т. введено в 1859 Г. Р. Кирхгофом (G. R. Kirchhoff), установившим связь между испускат. и поглощат. способностями тела, находящегося в равновесии с излучением при определ. темп-ре (см. *Кирхгофа закон излучения*). А. ч. т. в природе не существует, однако хорошим приближением к нему является устройство, состоящее из замкнутой полости, внутр. поверхность к-рой нагрета до темп-ры T, с отверстием, малым по сравнению с размерами полости. Внутри полости устанавливается практически полное равновесие излучения с веществом, и плотность энергии выходящего из отверстия излучения очень мало отличается от равновесной. Подобные устройства, с высокой точностью моделирующие А. ч. т., применяют в качестве световых эталонов, используют при измерениях высоких темп-р (см. *Пирометрия оптическая*).

Лит. см. при ст. *Излучение равновесное.* *М. А. Ельяшевич.*

АБСОЛЮТНЫЙ НУЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ — начало отсчёта *абсолютной температуры* по термодинамич. шкале (шкале Кельвина). А. н. т. расположен на 273,16 К ниже темп-ры тройной точки воды (на 273,15°С ниже нуля темп-ры по шкале Цельсия; см. *Температурные шкалы*). Согласно 3-му началу термодинамики (теореме Нернста), при стремлении темп-ры системы к А. н. т. к нулю стремятся и её энтропия, теплоёмкость, коэфф. теплового расширения. При А. н. т. прекращаются хаотич. движения атомов, молекул, электронов, определяющие темп-ру системы, но остаются их регулярные движения, подчиняющиеся квантовой механике, напр. *нулевые колебания* атомов в решётке, с к-рыми связана *нулевая энергия*.

Получение темп-р, предельно приближающихся к А. н. т., представляет сложную эксперим. проблему (см. *Низкие температуры*). *Д. Н. Зубарев.*

АБСОРБЦИОННЫЙ СВЕТОФИЛЬТР — см. в ст. *Светофильтр*.

АБСОРБЦИЯ (лат. absorptio, от absorbeo — поглощаю) — поглощение веществ из газовой смеси жидкостями или (реже) твёрдыми телами (абсорбентами); один из видов *сорбции*. При А. поглощение происходит во всём объёме абсорбента (в отличие от *адсорбции* — поглощения вещества поверхностью). Ранее к А. относили извлечение к.-л. компонента жидким растворителем, к-рое наз. экстракцией. А. газов металлами наз. окклюзией. Если при А. происходит хим. взаимодействие поглощаемого вещества с абсорбентом, то процесс относят к *хемосорбции*.

А. определяется процессами адсорбции, растворимостью абсорбир. вещества в абсорбенте и *диффузией* в нём. Скорость А. тем выше, чем выше парциальное давление поглощаемого вещества в газовой смеси и чем ниже темп-ра абсорбента. При повышении темп-ры поглощённые вещества выделяются из раствора — происходит *десорбция*. Процессы А. и десорбции широко используются в хим. произ-ве.

АБСОРБЦИЯ СВЕТА — то же, что *поглощение света*.

АВОГАДРО ЗАКОН — закон, согласно к-рому при одинаковых темп-рах T и давлениях p в равных объёмах любых идеальных газов содержится одинаковое число молекул N_A. Открыт А. Авогадро (A. Avogadro) в 1811. А. з. можно сформулировать иначе: 1 моль любого из веществ в газообразном состоянии при одинаковых T и p занимает вполне определ. объём. При p=101,325 кПа, T=273,15К этот объём равен 22,41383 м³. Кол-во молекул, содержащееся в 1 моле вещества, равно *Авогадро постоянной*.

А. з. является следствием *кинетической теории газов*, согласно к-рой для идеального газа $pV={}^1/_3N_Am\overline{v^2}$ (m — масса молекул, $\sqrt{\overline{v^2}}$ — их ср. квадратич. скорость). Т. к. $m\overline{v^2}/2={}^3/_2kT$, для двух разл. газов при $p_1=p_2$, $V_1=V_2$ и $T_1=T_2$ получим:

$$p_1V_1=p_2V_2=N_1kT_1=N_2kT_2,$$

т. е. $N_1=N_2$.

АВОГАДРО ПОСТОЯННАЯ (число Авогадро) — число структурных элементов (атомов, молекул, ионов или др. частиц) в 1 *моле*. Назв. в честь А. Авогадро, обозначается N_A. А. п. — одна из фундам. физ. констант, существенная для определения многих других физ. констант (*Больцмана постоянной*, *Фарадея постоянной* и др.). Один из лучших эксперим. методов определения А. п. основан на измерении электрич. заряда, необходимого для электролитич. разложения известного числа молей сложного вещества, и на измерении заряда электрона. Наиб. достоверное значение А. п. (на 1984) N_A=6,022045(31)$\cdot10^{23}$ моль$^{-1}$. А. п. позволяет связать *атомную единицу массы* с килограммом — единицей массы в СИ: 1 а. е. м. = $(10^{-3}$ кг·моль$^{-1})/N_A$.

АВРОРАЛЬНЫЕ РАДИООТРАЖЕНИЯ (англ., франц. auroral — напоминающий полярное сияние, вызванный полярным сиянием) — явление, наблюдаемое при КВ- и УКВ-радиолокации ионосферы; обусловлено рассеянием радиоволн на неоднородностях ионосферной плазмы в зоне полярных сияний (см. *Полярные радиоотражения*).

АВТОВОЛНЫ — разновидность самоподдерживающихся волн в активных, т. е. содержащих источники энергии, средах (распределённых системах). Первоначально термин «А.» предназначался для любых видов автоколебат. процессов в *системах с распределёнными параметрами*, но затем стал применяться гл. обр. к таким процессам, где с волной переносятся лишь относительно малые порции энергии, необходимые для синхронизации, последоват. запуска или переключения элементов активной среды. В той же степени, как и в обычных *автоколебаниях*, характер установившегося движения в целом определяется (с точностью до фазы) свойствами системы и не зависит от нач. условий, локальная структура А. «оторвана» и от начальных, и от граничных условий. В простейших случаях А. описываются нелинейным параболич. (диффузионным) ур-нием

$$\frac{\partial u}{\partial t}=\frac{1}{\tau}f(u)+D\Delta u, \qquad (*)$$

где $f(u)$ — нелинейная ф-ция, характеризующая, в частности, локальные источники энергии в среде, τ — время релаксации, D — коэфф. диффузии. Значения u, обращающие f в нуль, отвечают состояниям равновесия (устойчивым или неустойчивым). Если таких значений несколько, то в системе возможны **А.** переброса из одного состояния в другое. Скорость таких волн имеет порядок $\sqrt{D/\tau}$, а длительность — порядок τ.

В системах из двух или более компонент А. описываются неск. связанными ур-ниями вида (*) с различными, вообще говоря, параметрами τ и D. В них А. могут иметь более сложный вид, напр. одиночных импульсов (импульс возбуждения в нервном волокне и др.) или периодич. волн (плоских, круговых, спиральных).

Химически активная среда, представляющая собой тонкий слой водного раствора, в к-ром идёт автоколебат. реакция окисления малоновой к-ты броматом, катализируемая комплексными ионами железа, является весьма удобным объектом, где наблюдалось наиб. число разл. типов А. (рис. 1 и 2). Простые А. (квазиплоские, с пост. скоростью) являются нормальным режимом в важных биол. системах и в ряде технол. процессов: горении всех видов, гетерогенном катализе, передаче информации в активных линиях и т. д. Во всех этих случаях сложные А. (вращающиеся, спиральные, пульсирующие) — причина срыва нормального режима или возникновения шумов, неустойчивостей и помех. Теория А. активно развивается, однако ещё далека от завершения.

Важнейший пример А. — импульсы возбуждения в биол. мембранных системах (нервных волокнах, мышцах, миокарде), где компонентами являются транс-

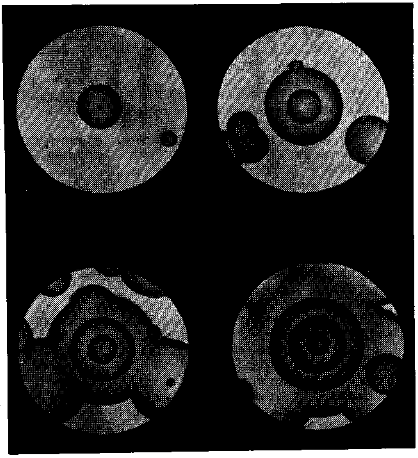


Рис. 1. Концентрические автоволны в химически активной среде, исходящие из точечного источника — ведущего центра. Период следования волн $T \approx 55$ с, длина волны $\lambda \approx 0{,}55$ см, интервалы между кадрами 45 с, скорость волн $v \approx 0{,}01$ см/с.

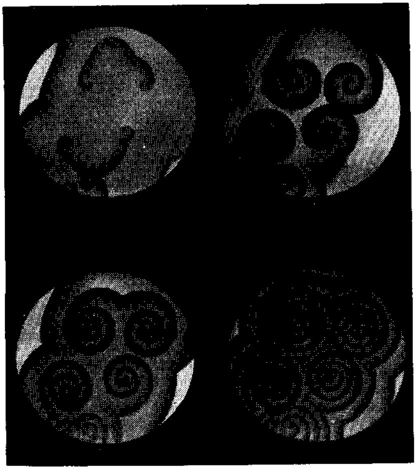


Рис. 2. Спиральные волны в химически активной среде, образующиеся после разрыва фронта концентрической волны. В установившемся режиме $T \approx 15$ с, $\lambda \approx 0{,}15$ см, интервалы между кадрами 30 с, скорость волн $v \approx 0{,}01$ см/с.

мембранная разность потенциалов и ионная проводимость мембраны. В частности, в сердце имеется т. н. водитель ритма — небольшая область, где мембрана находится в автоколебат. режиме. В норме А., распространяющаяся от водителя ритма, имеет длину (~ 1 м) много большую, чем линейные размеры сердца (~ 5 см), что обеспечивает одноврем. сокращение всей массы миокарда. Однако при ряде патологий возникают разрывы фронта нормальной А., из последних образуются спиральные А. с очень малой длиной (~ 0,1—1 см), что ведёт к смертельно опасным нарушениям режима сокращения сердца. Теория А. позволяет выделить параметры, ответственные за устойчивость нормальных и наразитных А.

К А. часто относят и стационарные упорядоченные распределения (т. н. диссипативные структуры), возникающие в активных средах, описываемых диффузионными ур-ниями. А. играют также важную роль в морфогенезе, образуя структуры, предшествующие окончат. установлению формы многоклеточных организмов.

Лит.: Жаботинский А. М., Концентрационные автоколебания, М., 1974; Скотт Э., Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике, пер. с англ., М., 1977; Автоволновые процессы в системах с диффузией, Г., 1981; Field R. J., Burger M., Oscillations and travelling waves in chemical systems, N.Y.— [a.o.], 1984.

А. М. Жаботинский.

АВТОИОНИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ атомов (и ионов) — состояния, в к-рых возбуждены два электрона или более, так что суммарная энергия возбуждения больше энергии однократной ионизации атома. А. с. являются неустойчивыми и могут распадаться с испусканием электронов и фотонов в непрерывном спектре *(оже-эффект)*.

А. с. возникают в газах и плазме при образовании вакансий во внутр. оболочках атомов под действием фотонов и столкновений с электронами (и/или ионами) либо при одноврем. возбуждении неск. электронов.

Лит. см. при ст. *Ионизация.* *Л. И. Пресняков.*

АВТОИОНИЗАЦИЯ — то же, что *ионизация полем.*

АВТОИОННЫЙ МИКРОСКОП — то же, что *ионный проектор.*

АВТОКОЛЕБАНИЯ — незатухающие колебания в диссипативной нелинейной системе, поддерживаемые за счёт энергии внеш. источника, параметры к-рых (амплитуда, частота, спектр колебаний) определяются свойствами самой системы и не зависят от конечного изменения нач. условий. Термин «А.» введён А. А. Андроновым в 1928.

А. принципиально отличаются от др. колебат. процессов в диссипативных системах тем, что для их поддержания не требуется колебат. воздействий извне. Примеры А.: колебания скрипичной струны при движении смычка, тока в радиотехн. генераторе, воздуха в органной трубе, маятника в часах. Возникают А. в результате развития колебат. неустойчивостей с их последующей стабилизацией из-за прекращения поступления энергии от источника или прогрессирующего возрастания потерь (диссипации). Режим стационарных А. определяется из условия энергетич. баланса — в ср. за период диссипативные траты энергии $Q(I)$ (I — интенсивность А.) должны точно компенсироваться поступлением энергии $W(I)$ от источника: $Q(I_0) = W(I_0)$. Если в окрестности стационарного режима I_0 энергия потерь $Q(I)$ при изменении I растёт быстрее, чем приток энергии $W(I)$, то этот режим А., с энергетич. точки зрения, устойчив (рис. 1, *а*); если же быстрее увеличивается $W(I)$, то стационарный режим неустойчив (рис. 1, *б*). Даже в тех случаях, когда можно ввести ф-ции Q и W, они обычно зависят не только от интенсивностей А., но и от их фаз, поэтому энергетич. метод определения устойчивости А. в общем случае неприменим. Системы, в к-рых А. возникают «самопроизвольно» — без нач. толчка, наз. системами с мягким режимом возбуждения; если для возникновения А. необходим конечный нач. толчок, то говорят о жёстком режиме возбуждения.

В простейших автоколебат. системах можно выделить колебат. систему с затуханием, усилитель колебаний, нелинейный ограничитель и звено обратной

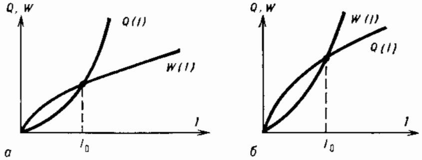


Рис. 1. Энергетическая схема установления автоколебаний: *а* — стационарный режим устойчив; *б* — стационарный режим неустойчив.

связи. Напр., в ламповом генераторе (генераторе Ван дер Поля, рис. 2, *а*, *б*) колебат. контур с потерями, состоящий из ёмкости C, индуктивности L и сопротивления R, представляет собой диссипативную колебат. систему, цепь катод — сетка и индуктивность L

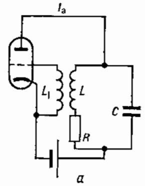
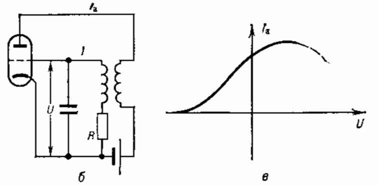


Рис. 2. Схемы генераторов Ван дер Поля: *а* — с колебательным контуром в цепи анода; *б* — с колебательным контуром в цепи сетки; *в* — характеристика лампы.



образуют цепь обратной связи. Случайно возникшие в колебат. контуре малые собств. колебания через катушку L управляют анодным током лампы, к-рая является усилителем. При положит. обратной связи (т. е. при определённом взаимном расположении катушек L и L_1) в контур вносится определ. энергия. Если эта энергия больше энергии потерь в контуре, то амплитуда малых вначале колебаний в контуре нарастает. Поскольку анодный ток лампы зависит от напряжения на сетке нелинейным образом (рис. 2, *в*), то при нарастании амплитуды колебаний энергия, поступающая в контур, уменьшается и при нек-рой амплитуде колебаний становится равной энергии потерь. В результате устанавливается режим стационарных А., при к-ром внеш. источник (анодная батарея) компенсирует все потери энергии. Т. о., автоколебат. системы должны быть принципиально нелинейными — именно нелинейность не позволяет колебаниям безгранично нарастать, управляя поступлением и тратами энергии источника.

Чтобы определить характер А. и зависимость их амплитуды и формы от параметров системы, необходимо обратиться к анализу соответствующей математической модели. Для простейшего генератора (рис. 2, *а*) такой моделью служит уравнение Ван дер Поля

$$\frac{d^2x}{dt^2}-\mu(1-x^2)\frac{dx}{dt}+x=0, \qquad (1)$$

к-рое получается при пренебрежении сеточными токами лампы и аппроксимации её характеристики кривой, представленной на рис. 2, *в*. Это ур-ние записано в безразмерных переменных, где $x=\beta^{1/2}u$; $t=\omega_0 t_1$; $\mu=\alpha\omega_0$. Здесь $\omega_0=(LC)^{1/2}$ — собств. частота колебат. контура, $\alpha=(LC)^{1/2}(MS_0-RC)$ — параметр превышения над порогом генерации (при $\alpha<0$ потеря в контуре больше, чем вносимая энергия), $\beta=2MS_2(RC-MS_0)^{-1}$ характеризует амплитуду А., M — коэфф. взаимной индукции, S_0 и S_2 — параметры вольт-амперной характеристики усилит. лампы. Тот факт, что А. в рассматриваемой системе описываются дифференц. ур-нием 2-го порядка (его *фазовое пространство* — плоскость), сразу накладывает принцип. ограничения на вид А. В подобных системах возможны только периодич. А.

Геом. образом установившихся А. в фазовом пространстве системы служит а т т р а к т о р — траектория (или множество траекторий), расположенная в огранич. области фазового пространства и притягивающая к себе все близкие траектории. Поскольку на фазовой плоскости траектории пересекаться не могут, в системах 2-го порядка может существовать лишь простейший нетривиальный аттрактор — замкнутая траектория, к к-рой стремятся все ближайшие траектории. Такая траектория наз. п р е д е л ь н ы м ц и к л о м, к-рый служит образом периодич. А. Размеры предельного цикла определяют амплитуду А., время движения изображающей точки по циклу — период А., а форма предельного цикла — форму колебаний. Величина μ характеризует нелинейность системы: чем больше нелинейность, тем больше форма колебаний отличается от синусоидальной (рис. 3). При малых μ ($\mu \ll 1$)

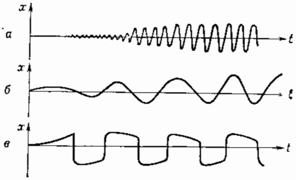


Рис. 3. Осциллограммы $x(t)$, иллюстрирующие характер установления и форму автоколебаний в системе (1) соответственно: при $\mu \ll 1$ — квазигармонические колебания (*а*); при $\mu \approx 1$ — сильно несинусоидальные колебания (*б*); при $\mu \gg 1$ — релаксационные колебания (*в*).

потери в контуре и вносимая в него энергия очень малы — ур-ние (1) близко к ур-нию гармонич. осциллятора, а А. близки к синусоидальным с частотой ω_0.

В др. предельном случае ($\mu \gg 1$) потери в контуре и вносимая в него энергия очень велики по сравнению с энергией в нём запасённой, поэтому колебания будут сильно отличаться от синусоидальных, превращаясь в релаксационные. Анализ таких А. удобно проводить, разделяя движения на участки быстрых и медленных движений (см. *Релаксационные колебания*).

При изменении величины параметра μ не происходит никаких качественных изменений в структуре разбиения фазовой плоскости ур-ния (1) на траектории — при любом $\mu>0$ в системе имеются единств. состояние равновесия ($x=0$, $dx/dt=0$), к-рое неустойчиво, и единств. предельный цикл, к-рый устойчив. Качественные перестройки — *бифуркации* происходят лишь при смене знака μ. Рассмотренная картина соответствует м я г к о м у р е ж и м у возникновения А., к-рому соответствует фазовый портрет, изображённый на рис. 4, *а*. В системах с ж ё с т к и м р е ж и м о м возбуждения колебания самопроизвольно нарастают лишь с нек-рой нач. амплитудой, т. е. когда имеется толчок с амплитудой, большей нек-рого критич. значения; при этом на фазовом портрете (рис. 5) нач. точка должна лежать вне заштрихованной области, т. е. изображающая точка должна быть выведена за пределы области притяжения устойчивого состояния равновесия, границей к-рого служит неустойчивый предельный цикл.

В системах, даже незначительно более сложных, чем генератор на рис. 2, *а*, напр. в системах с полутора степенями свободы, возможны не только периодич. и квазипериодич. А. (с несколькими несоизмеримыми частотами), но и А., ничем неотличимые от случайных — т. н. стохастические А. Примером такой автоколебат. системы — генератора шума, в к-ром хаотич. колебания (колебания со сплошным спектром) совершаются в диссипативной системе за счёт энергии регулярных источников, может служить генератор на рис. 2, *б*, если в контур последовательно с индуктивностью добавлен нелинейный элемент с невзаимно однозначной вольт-амперной характеристикой (рис. 6). Таким элементом является, напр., *туннельный диод*. Матем. модель или соответствующая такому генератору *динамическая система* может быть представлена в виде системы 3-го порядка:

$$\left.\begin{aligned} \dot{x} &= 2hx + y - gz, \\ \dot{y} &= -x, \\ \varepsilon\dot{z} &= \dot{x} - f(z). \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Здесь x, y, z — соответственно безразмерные токи в контуре, напряжение на ёмкости и напряжение на

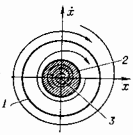


Рис. 5. Фазовый портрет, отвечающий жёсткому возбуждению автоколебаний: *1* — устойчивый предельный цикл; *2* — неустойчивый предельный цикл; *3* — устойчивое состояние равновесия.

туннельном диоде, h — инкремент нарастания колебаний в контуре в отсутствие диода, g характеризует степень влияния диода на процессы в контуре, $\varepsilon \ll 1$ — малый параметр, пропорциональный ёмкости туннельного диода, $f(z)$ — его нормированная характеристика. Фазовое пространство системы (2) трёхмерно. При определ. параметрах в этом фазовом пространстве все траектории будут входить в ограниченную область, внутри к-рой нет ни устойчивых состояний равновесия, ни устойчивых предельных циклов. Внутри этой области содержится притягивающее множество траекторий, каждая из к-рых неустойчива,— это т. н. *странный аттрактор*. Подобно тому, как предельный цикл является образом периодич. А., образом стохастич. А. служит странный аттрактор.

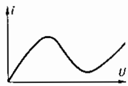


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика туннельного диода.

Для автоколебат. систем с неск. степенями свободы характерны такие явления, как синхронизация и конкуренция колебаний. Различают внеш. синхронизацию А., или захватывание частоты генератора, и взаимную синхронизацию. При захватывании частоты устанавливаются А. с частотой и фазой, соответствующими частоте и фазе внеш. периодич. воздействия, а при взаимной синхронизации — периодич. сфазированные колебания в ансамбле подсистем, к-рые в независимом режиме работы характеризуются разл. частотами. Захватывание частоты широко используется для управления и стабилизации частоты мощных малостабильных генераторов с помощью высокостабильных маломощных (напр., в лазерах). Полоса захватывания — область расстроек между частотами собств. колебаний и внеш. сигналом, внутри к-рой устанавливается режим синхронизации,— расширяется при увеличении амплитуды внеш. воздействия. Вне гра-

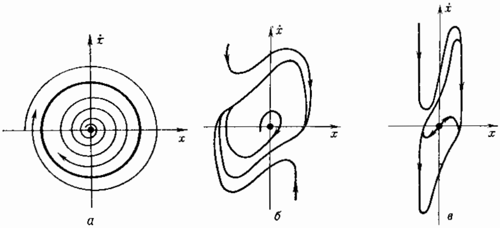


Рис. 4. Фазовые портреты системы (1): *а* — при $\mu \ll 1$; *б* — при $\mu = 1$; *в* — при $\mu \gg 1$.

ницы захватывания устойчивый режим генерации периодич. колебаний сменяется режимом биений — режимом квазипериодич. колебаний либо стохастич. режимом. Взаимная синхронизация подсистем или различных элементарных колебаний (мод) используется при работе неск. генераторов на общую нагрузку, для получения коротких импульсов в многомодовых генераторах (напр., лазерах) и т. д.

Конкуренция мод — подавление одних мод другими в автоколебат. системах — связана с тем, что конкурирующие моды черпают энергию на покрытие диссипативных расходов из общего источника. В результате одни моды создают дополнит. нелинейное затухание для других. Благодаря эффектам конкуренции и взаимной синхронизации колебаний в автоколебат. системах с большим числом степеней свободы (или даже бесконечным числом — в случае распределённых систем) возможно установление из нач. шума (нарастающих в результате развития линейных неустойчивостей флуктуаций на разл. частотах) режима регулярных периодич. А. Эффекты конкуренции и синхронизации оказываются принципиальными и для появления высокоорганизованных структур в нелинейных неравновесных средах.

В р а с п р е д е л ё н н ы х с и с т е м а х характер А. существенно зависит, помимо вида нелинейности, ещё и от особенностей дисперсии среды и граничных условий, в частности наличия резонатора. В нек-рых случаях спектр возбуждения мод и особенности их нелинейного взаимодействия таковы, что при анализе А. в распределённой системе с бесконечным числом степеней свободы возможно ограничиться т. н. одномодовым описанием. Для примера рассмотрим А. в

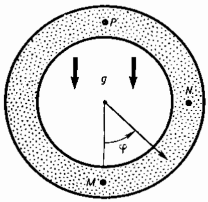


Рис. 7. Кольцевая труба, заполненная жидкостью,— конвективная петля; g — ускорение силы тяжести, $T_в$ — темп-ра в точке M, $T_в$ — темп-ра в точке P.

кольцевом резонаторе — расположенной в вертик. плоскости замкнутой трубе, заполненной вязкой жидкостью (рис. 7). При подогреве кольца снизу в системе устанавливается режим конвекции: более лёгкая, нагретая в основании кольца часть жидкости всплывает, заставляя охлаждённую жидкость опускаться вниз. Т. о., начиная с нек-рой разности темп-р $T_в - T_н = \Delta T_1$ устанавливается режим стационарного вращения жидкости по или против часовой стрелки. При этом вся жидкость вращается как целое — реализуется лишь одно наиб. крупномасштабное движение. Дальнейшее увеличение ΔT ($\Delta T > \Delta T_2$) приводит к возникновению А., проявляющихся в том, что жидкое кольцо внутри трубы время от времени будет менять направление своего движения. Физически это можно пояснить так: пусть в данный момент жидкость движется по часовой стрелке, при достаточно большом ΔT архимедова сила велика и водяное кольцо ускоряется настолько, что остывший вверху жидкий объём, пройдя горячее основание и не успев нагреться, уже не достигает верх. части кольца и приостанавливается (архимедова сила недостаточна, чтобы преодолеть силу вязкости и гравитации). При этом опускающаяся (правая) часть жидкости теплее и, следовательно, легче поднимающейся. В результате торможения жидкого кольца жидкость в его основании нагревается и всплывает, но уже в противоположном направлении — давление справа меньше, чем слева. Т. о., жидкое кольцо меняет направление своего вращения и начинает закручиваться против часовой стрелки. Затем всё повторяется в обратном порядке. Такие вызываемые тепловой конвекцией А. могут быть как периодическими, так и стохастическими. Поскольку никакие другие масштабы движения, кроме основного, в А. рассматриваемого вида не участвуют, матем. модель для описания этих А. может быть получена из исходных ур-ний гидродинамики в предположении, что зависимость полей скорости и темп-ры от пространственных координат не меняется во времени и пропорциональна $\sin\varphi$, где φ — угл. координата элементарного объёма жидкости. В результате для безразмерных скорости $x(t)$ движения жидкого кольца, темп-ры $y(t)$ жидкости в точке N и темп-ры $z(t)$ в точке M можно получить систему ур-ний в обыкновенных производных:

$$\frac{dx}{dt} = \sigma(y - x),$$
$$\frac{dy}{dt} = -y + rx - zx, \qquad (3)$$
$$\frac{dz}{dt} = xy - z,$$

где σ, $r > 0$. Это — известная система Лоренца (см. *Лоренца система*), к-рая является одной из осн. моделей теории стохастич. А. В зависимости от параметров σ и r в фазовом пространстве системы (3) могут существовать как устойчивый предельный цикл, так и странный аттрактор.

В общем случае А. в резонаторах, к-рые описываются ур-ниями в частных производных с соответствующими граничными условиями, невозможно представить с помощью конечномерной динамич. системы. Однако, как правило, благодаря разного рода физ. обстоятельствам, напр. наличию диссипации, прогрессирующей с ростом частоты или уменьшением пространственного масштаба пульсаций, такое конечномерное описание оказывается справедливым.

В неравновесных диссипативных средах, помимо А., о к-рых речь шла выше, возможны ещё т. н. *автоволны* и автоструктуры — не связанные с граничными условиями пространственно-временные образования, параметры к-рых определяются лишь свойствами нелинейной неравновесной среды, напр. уединённые фронты горения и волны популяций, импульсы в нервных волокнах, цилиндрические и спиральные волны в сердечной ткани и др. Стохастич. А. в нелинейных неравновесных средах — это турбулентность.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Харкевич А. А., Автоколебания, М., 1953; Ланда П. С., Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы, М., 1980; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. *М. И. Рабинович.*

АВТОКОЛЛИМА́ЦИЯ [от греч. autós — сам и лат. collimo (искажение правильного collineo) — направляю по прямой линии] — ход световых лучей, при к-ром они, выйдя параллельным пучком из *коллиматора*, входящего в состав оптич. системы, отражаются от плоского зеркала и проходят систему в обратном направлении. Если зеркало перпендикулярно оптич. оси системы, то излучающая точка, лежащая в фокальной плоскости на этой оси, совмещается с её изображением в отражённых лучах; поворот зеркала приводит к смещению изображения. А. пользуются в оптич. приборах (напр., в спектральных) для точных угл. измерений, для выверки параллельности оптич. деталей (напр., зеркал в лазерах), контроля параллельности перемещений и т. д. *А. М. Бонч-Бруевич.*

АВТОЛОКАЛИЗА́ЦИЯ (от греч. autós — сам и лат. localis — местный) квазичастиц в твёрдых телах — возникновение сильной деформации кристаллич. решётки вокруг *квазичастицы* (электрона проводимости, дырки, экситона), приводящее к её локализации в потенциальной яме, созданной деформацией. Предсказана Л. Д. Ландау в 1933 [1]. А. наступает, если связь квазичастицы с решёткой является достаточно сильной. Вследствие трансляционной инвариантности автолокализов. квазичастица сохраняет возможность перемещаться по кристаллу, но её эффективная масса значительно возрастает, а коэфф. диффузии обычно уменьшается.

Изменение энергетич. спектра квазичастиц зависит от соотношения между шириной разрешённой энергетич. зоны $2\mathcal{E}_b$ свободных квазичастиц и величиной $\hbar\omega$, где ω — частота колебаний кристаллич. решётки, наиб. сильно взаимодействующей с частицей. Если $\mathcal{E}_b \ll \hbar\omega$, то при А. зона разрешённых состояний на шкале энергий понижается на величину $\mathcal{E}_R$ и сужается на величину $\sim \exp(-\mathcal{E}_R/\hbar\omega)$. Качеств. перестройки спектра квазичастиц не происходит, и, если экспоненциальный фактор не слишком мал, спектр автолокализованных («одетых») состояний квазичастицы сохраняет заметную ширину. Пример — *экситон* в молекулярных кристаллах (типа бензола), «одевание» к-рого происходит за счёт взаимодействия

Энергетическая диаграмма кристалла при наличии автолокализации; волнистые линии изображают туннелирование в автолокализованные состояния, штриховые линии — релаксацию.

с внутр. фононами (см. *Вибронные возбуждения*). Более интересен случай $\mathcal{E}_b \gg \hbar\omega$, когда спектр качественно перестраивается: под дном разрешённой зоны, к-рая в целом не разрушается, появляются автолокализов. состояния (рис.). Ниже обсуждается этот случай.

Автолокализов. состояния могут быть как большого (по сравнению с постоянной решётки), так и малого радиуса; радиус зависит от типа квазичастицы, закона её взаимодействия с фононами и размерности системы [2—5]. Примеры автолокализов. состояний большого радиуса — т. н. континуальный полярон, автолокализов. состояния в одномерных системах [2], фазоны. Обычно автолокализов. состояния имеют малый радиус. Это — *поляроны* в окислах переходных металлов [4], автолокализов. дырки в щёлочно-галоидных кристаллах [3], экситоны в кристаллах инертных элементов [5] и т. д. С ростом темп-ры T зонный механизм переноса сменяется прыжковым.

Свободные и автолокализов. состояния квазичастиц в кристалле сосуществуют. Они разделены энергетич. барьером W, связанным с затратой энергии на образование потенциальной ямы, к-рая может «захватить» квазичастицу. Барьер возникает в трёхмерных системах, когда взаимодействие квазичастиц с фононами является неполяризационным (в случае полярона А. идёт без барьера). Автолокализационный барьер эффективен вплоть до высоты $W \sim \hbar\omega/2$. Для описания связи квазичастиц с фононами удобно ввести параметры $\Lambda = \mathcal{E}_R/\mathcal{E}_b$ и $\lambda = (\hbar\omega/\mathcal{E}_b)\Lambda$. А. наступает, когда $\Lambda \gtrsim 1$. Величина λ характеризует рассеяние свободных квазичастиц. Из-за малости $\hbar w/\mathcal{E}_b$ параметр $\lambda \ll 1$ даже при $\Lambda \gtrsim 1$. Это приводит к слабому рассеянию свободных квазичастиц в условиях наличия А. Скорость превращения свободных квазичастиц в автолокализованные определяется при низких темп-рах туннелированием через автолокализационный барьер, при высоких — термоактивацией.

Сосуществование свободных и автолокализованных экситонов обнаружено в ряде веществ (иодиды щелочных металлов [3], отвердевшие инертные газы [5] и др.) по одновременному присутствию в спектре люминесценции двух типов собственного свечения.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 90; 2) Рашба Э. И., Автолокализация экситонов, в кн.: Экситоны, М., 1985; 3) Лущик Ч. Б., Свободные и автолокализованные экситоны в щелочно-галоидных металлах. Спектры и динамика, там же; 4) Поляроны, М., 1975; 5) Савченко Е. В., Фуголь И. Я., Экситоны в атомарных криокристаллах, в кн.: Криокристаллы, К., 1983. *Э. И. Рашба.*

АВТОМАТИЗА́ЦИЯ ЭКСПЕРИМЕ́НТА — комплекс средств и методов для ускорения сбора и обработки эксперим. данных, интенсификации использования эксперим. установок, повышения эффективности работы исследователей. Характерной особенностью А. э. является использование ЭВМ, что позволяет собирать, хранить и обрабатывать большое кол-во информации, управлять экспериментом в процессе его проведения, обслуживать одновременно неск. установок и т. д. Первые попытки А. э. возникли в 1950-е гг. в исследованиях, связанных с ядерной физикой. В последующие годы А. э. нашла применение в др. областях физики и естествознания вообще: в физике элементарных частиц, термоядерных, космич. и медико-биол. исследованиях, в геофизике, радиоастрономии и т. п. Используемые при этом автоматизир. системы (АС) эксперим. исследований отличаются большим разнообразием, однако можно выделить общие принципы, обеспечивающие их эффективность.

Общие принципы и требования: 1. Повышенные требования к быстродействию АС, поскольку такие системы предназначены для быстрого получения и анализа данных и быстрого принятия решений. 2. Высокая надёжность АС, возможность длительной безотказной работы, что связано с увеличением стоимости совр. эксперим. установок. 3. Простота эксплуатации АС и использование готовых унифициров. блоков. 4. Необходимость предварительного планирования исследований и разработка возможных вариантов. 5. Гибкость АС, допускающая изменение её структуры и состава в процессе работы. 6. Возможность коллективного обслуживания разл. установок. 7. В АС должен быть предусмотрен диалоговый режим работы, когда осуществляется непосредств. связь человека с системой с помощью спец. языка. 8. В АС необходима простая и быстрая система контроля. Для контроля системы в целом обычно вводят нек-рый синтетич. критерий, характеризующий работу системы в среднем. Таким критерием может быть результат измерения известной величины: если полученные значения находятся в допустимых пределах, то состояние системы считается удовлетворительным.

ЭВМ в АС работают в режиме «реального масштаба времени», или «в линию». При этом ЭВМ, получая от системы данные, обрабатывает их и выдаёт результаты настолько быстро, что их можно использовать для воздействия на систему (или объект исследования). В эксперим. исследованиях чаще применяют смешанный режим. Часть данных обрабатывают в реальном времени и используют для контроля и управления, а осн. массив данных с помощью ЭВМ записывают на долговременный носитель (чаще на магн. ленты) и обрабатывают после окончания сбора данных. Целесообразность такого режима обусловлена скорее экономич. причинами, ибо невыгодно применять быстродействующее дорогое оборудование, к-рое успевало бы в реальном времени обрабатывать полный массив данных. Это связано с тем, что полностью автоматизир. обработка данных может производиться только в рутинных исследованиях по уточнению нек-рых констант, когда вся процедура обработки, все поправки уже известны.

При выполнении новых исследований трудно предусмотреть все тонкости измерений. В ходе исследования могут появиться неожиданные результаты, к-рые необходимо уточнить или подтвердить. Для решения этой задачи с помощью АС приходится проводить предварит. обработку данных в возможно более короткие сроки (лучше в реальном времени), пусть даже по приближённым ф-лам, с худшей, чем окончат. обработка, точностью. Подобное оперативное изменение условий эксперимента на основании экспресс-обработки данных получило назв. управление экспериментом, что не совсем точно, поскольку происходит лишь изменение условий измерений на основании анализа полученных данных.

Матем. (программное) обеспечение АС разрабатывают на основе матем. методов *анализа данных*. Матем. обеспечение на алгоритмич. уровне практически не связано с конкретным типом ЭВМ, а определяется особенностями исследования. Важно разработать такое матем. обеспечение, к-рое, с одной стороны, было бы адекватно выполняемым исследованиям, а с другой — не было бы слишком сложным. При создании нового программного обеспечения следует учитывать, что наиб. эффективным является такое распределение труда, при к-ром программисты разрабатывают общие программы, имеющие чёткое матем. обоснование и не слишком связанные с особенностями конкретного исследования. Спец. программы должны разрабатывать исследователи, ибо они лучше всего знают особенности исследования, к-рые к тому же заранее обычно нельзя строго формализовать.

Машинным (вычислительным) экспериментом наз. расчёт матем. модели явления, построенной на основе науч. гипотезы. Если в основу модели положена строгая теория, то машинный эксперимент оказывается просто расчётом. В тех же случаях, когда система становится настолько сложной, что невозможно учесть все связи, приходится создавать упрощённые модели системы и проводить машинный эксперимент. Он в любом случае не может служить доказательством истинности модели, поскольку в её основу положена гипотеза, к-рую можно проверить только при сопоставлении результатов моделирования с экспериментами на реальном объекте. Однако роль машинного эксперимента иногда очень важна, ибо в результате можно отбросить заведомо ложные варианты либо сравнить по тем или иным критериям разл. варианты подлежащих исследованию процессов.

Структура автоматизированной системы. Данные об исследуемом объекте от спец. датчиков измеряемых величин поступают в виде электрич. сигналов на измерит. аппаратуру, к-рая состоит из след. компонентов: защищённых от помех линий передачи, усилителей, преобразователей аналоговой информации в цифровую и т. д., образующих канал измерения. Передача цифровой информации к ЭВМ происходит через т. н. **интерфейс** — сопрягающее устройство для соединения разл. блоков АС с ЭВМ. Данные в ЭВМ поступают через **канал обмена**. Обработка данных производится в центр. **процессоре**, в к-ром имеется устройство, где временно хранятся данные и программы,— т. н. оперативное **запоминающее устройство**. Если скорость работы центр. процессора или ёмкость запоминающего устройства не позволяют полностью обработать данные, они передаются в **долговременную память** ЭВМ или в др. ЭВМ с большей производительностью. Если обработанные центр. процессором данные и команды управления передаются на измерит. аппаратуру, можно получить автоматич. управление экспериментом (рис. 1).

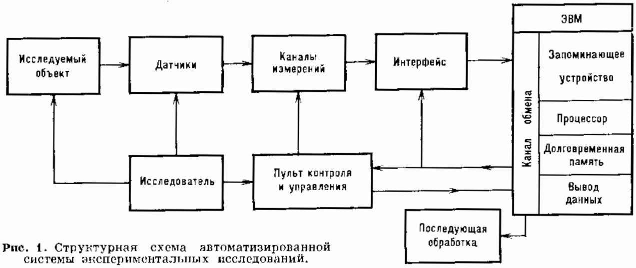


Рис. 1. Структурная схема автоматизированной системы экспериментальных исследований.

При практич. реализации АС каналы измерения выполняют в виде отдельных электронных блоков, связанных с каналом обмена ЭВМ. Поэтому любое изменение в структуре АС (изменение числа каналов, замена датчиков или ЭВМ), практически неизбежное при исследованиях, требует существ. переделок аппаратуры. Выходом служит магистрально-модульная система, состоящая из легко заменимых блоков и унифициров. магистрали. Магистралью (общей шиной) наз. система электрич. линий передачи, единообразно соединяющих разл. блоки (модули) АС. Смысл унифициров. магистрали заключается в том, что её можно использовать многократно, создавая из отд. модулей разл. варианты АС, при этом для АС нужен только один интерфейс, наз. интерфейсом канала обмена. Каналы измерений соединяются с шиной через простые, но также унифициров. интерфейсы. У АС появляется требуемая гибкость: исчезает ограничение на число каналов измерений, при замене ЭВМ нужно заменить лишь один интерфейс. Для обеспечения такой структуры АС необходим стандарт на общую шину, её интерфейс и конструкцию блоков.

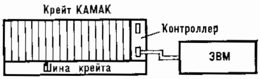


Рис. 2. Схема крейта КАМАК.

Первым таким стандартом стала система КАМАК (CAMAC, Computer Application for Measurement and Control), разработанная в 1969 Европ. комитетом стандартов ядерной электроники. Первой ступенью в системе КАМАК является **крейт** (каркас), в к-рый вставляют электронные блоки (рис. 2). На задней панели крейта имеется шина обмена. Вся измерит. аппаратура АС размещается в блоках. В функциональный блок информация поступает в виде команд и данных с шины обмена и в виде сигналов от датчиков через переднюю панель. В крейте могут разместиться 23 функциональных блока и спец. блок, наз. **контроллером**, обеспечивающий связь с каналом обмена ЭВМ. Крейты можно объединять в **ветвь**, содержащую до 7 крейтов (рис. 3). Контроллеры крейтов подключают к каналу ветви, к-рый через спец. интерфейс, наз. **драйвером** ветви, соединяется с каналом обмена ЭВМ. Ветвь позволяет разнести крейты и ЭВМ на десятки метров. Для АС, распределённых на большие расстояния, существует **последоват. канал** КАМАК, позволяющий связывать до 62 крейтов. Последоват. канал связан с каналом обмена ЭВМ через спец. интерфейс, наз. **последоват. драйвером**.

Эффективность использования систем КАМАК обусловлена их гибкостью, возможностью быстрой перестройки и наращивания системы в процессе изменения программы исследований, причём возможна такая организация работы крейта (и ветви), при к-рой система обслуживает сразу неск. экспериментов. Недостаток системы КАМАК — малая скорость передачи данных и сложность сведения в систему неск. процессоров. Разработка и выпуск дешёвых **микропроцессоров** позволяют создавать многопроцессорные системы. Наиб. перспективными представляются новые системы FASTBUS и EUROBUS. Система EUROBUS гораздо более гибкая, чем система КАМАК. Расширение возможностей позволяет строить на её основе исследовательские АС разного уровня сложности, использовать её для автоматизации небольших установок. Особенность системы FASTBUS, разработанной в США,— на порядок большее быстродействие, чем в системе КАМАК.

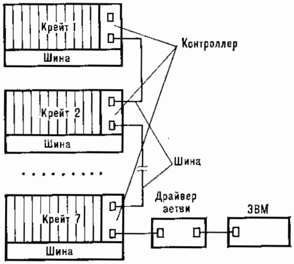


Рис. 3. Схема ветви КАМАК.

Иногда АС превращается в крупный измерит.-вычислит. комплекс, состоящий из многоцелевой эксперим. установки и подсистемы автоматизации и вычислит. техники. В таких АС особенно важна организация пульта управления и контроля, к-рый оказывается иногда единств. каналом связи между исследователем и изучаемым объектом. Пульт должен быть оборудован клавишным управлением и двумя (или неск.) **дисплеями** (алфавитно-цифровым и графическим). Дисплей позволяет осуществить *графическое представление данных*, что особенно важно, когда процесс анализа данных не поддаётся быстрой алгоритмизации.

Др. крайний случай — небольшие установки с малым числом датчиков, для к-рых магистрально-блочные АС оказываются излишне сложными. Для таких установок удобно использовать автономные микропроцессоры и запись результатов на стандартные кассеты с помощью портативных многодорожечных магнитофонов. Иногда передают результаты по линиям связи на центр. ЭВМ (т. н. локальные вычислит. сети).

Лит.: Соколов М. П., Автоматические измерительные устройства в экспериментальной физике, 2 изд., М., 1978; Виноградов В. И., Дискретные информационные системы в научных исследованиях, М., 1976; Курочкин С. С., Системы КАМАК — ВЕКТОР, М., 1981; Кузьмичев Д. А., Радкевич И. А., Смирнов А. Д., Автоматизация экспериментальных исследований, М., 1983; Ступин Ю. В., Методы автоматизации физических экспериментов и установок на основе ЭВМ, М., 1983. *И. А. Радкевич.*

АВТОМОДЕЛЬНАЯ АСИМПТОТИКА в квантовой теории поля — независимость асимптотич. формы амплитуд и сечений процессов взаимодействия элементарных частиц при высоких энергиях и больших передачах импульса (*глубоко неупругих процессов*, инклюзивных и эксклюзивных процессов, адрон-адронных взаимодействий) от размерных динамич. параметров, таких как массы частиц, эфф. радиус сильного взаимодействия и др. Единств. переменными, от к-рых зависит А. а., являются безразмерные отношения больших кинематич. инвариантов, характеризующих рассматриваемый процесс (не меняющиеся при выборе единиц измерения энергии и импульса частиц), т. е. автомодельное асимптотич. поведение тесно связано с *масштабной инвариантностью* при высоких энергиях. Автомодельное поведение в физике высоких энергий находится в близкой аналогии со свойством подобия или самоподобия (автомодельности) в задачах газо- и гидродинамики (см. *Автомодельное течение*), откуда и был заимствован термин (см. также *Автомодельность*).

Сформулированный в 1969 принцип автомодельности в физике элементарных частиц [1], определяющий наиб. общую форму А. а. амплитуд и сечений процессов, позволяет, опираясь лишь на законы физ. подобия и анализ размерностей, прогнозировать поведение наблюдаемых характеристик процессов взаимодействия лептонов и адронов с адронами при предельно высоких энергиях. Напр., для процесса глубоко неупругого взаимодействия, в к-ром адрону с 4-импульсом p передаётся от лептона большой 4-импульс q, в т. н. бьёркеновском пределе [2] $q^2 \sim \nu = 2pq \gg\gg p^2 = m^2$ (m — масса адрона; используется система единиц, в к-рой $c=1$) при фиксированных значениях безразмерного отношения больших кинематич. инвариантов ν/q^2 *структурные функции* $F(q^2, \nu)$ имеют в соответствии с принципом автомодельности следующий наиб. общий вид:

$$F(q^2, \nu) = (q^2)^\delta f\left(\frac{\nu}{q^2}\right),$$

где показатель степени δ определяется физической размерностью структурной ф-ции, а f — произвольная ф-ция [1].

На основе принципа автомодельности было также предсказано поведение сечений процесса образования мюонных пар (μ^+, μ^-) в адронных столкновениях в области больших передач 4-импульса [3].

В квантовой теории поля А. а. при больших передачах импульса связывается с локальными свойствами взаимодействия частиц на малых расстояниях. Строгое обоснование непротиворечивости А. а. и их взаимнооднозначная связь с характером сингулярности произведений двух локальных токов $j_\mu(x) j_\mu(x')$ (x, x' — пространственно-временные точки, $\mu=0, 1, 2, 3$) на световом конусе [т. е. при $(x-x')^2=0$] на основе общих принципов квантовой теории поля, таких как локальность, причинность, спектральность и др. (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*), даны в работах [4]. Однако в теории с *асимптотической свободой* (напр., в *квантовой хромодинамике*, в моделях *великого объединения*) А. а. нарушается множителями, логарифмически зависящими от q^2.

Гипотеза автомодельности и учёт кварковой структуры адронов привели в 1973 к формулировке *кваркового счёта правил*, определяющих скорость степенного убывания амплитуд и сечений различных эксклюзивных процессов при больших передачах импульсов в зависимости от кваркового содержания участвующих в этих процессах частиц.

Лит.: 1) Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н., Об автомодельном характере асимптотического поведения формфакторов электромагнитных и слабых процессов, [Дубна, 1969]; 2) Bjorken I. D., Lecture in Varenna School, Course 41, 1967; 3) Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н., Автомодельность, коммутаторы токов и векторная доминантность в глубоко неупругих лептон-адронных взаимодействиях, в кн.: Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра, т. 2, в. 1, М., 1971; 4) Боголюбов Н. Н., Владимиров В. С., Тавхелидзе А. Н., Об автомодельной асимптотике в квантовой теории поля II, «ТМФ», 1972, т. 12, № 3, с. 305. *В. А. Матвеев*

АВТОМОДЕЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ — течение жидкости (газа), к-рое остаётся механически подобным самому себе при изменении одного или неск. параметров, определяющих это течение. В механически подобных явлениях наряду с пропорциональностью геом. размеров соблюдается пропорциональность механич. величин — скоростей, давлений, сил и т. д. (см. *Подобия теория*).

А. т. — частный случай течения жидкости (газа), когда общая задача *гидроаэромеханики* сводится к системе безразмерных обыкновенных дифференц. ур-ний и граничных условий, зависящих от одной надлежащим образом выбранной безразмерной независимой переменной. Благодаря этому задача расчёта течения упрощается, и удаётся получить её численное, а в ряде случаев и аналитич. решение.

Так, при обтекании бесконечного конуса сверхзвуковым равномерным потоком идеального газа (рис. 1) нельзя выделить характерный линейный размер, поэтому при растяжении или сжатии картины течения относительно вершины конуса O в произвольное число раз картина не изменится, т. е. остаётся подобной самой себе. Все безразмерные характеристики

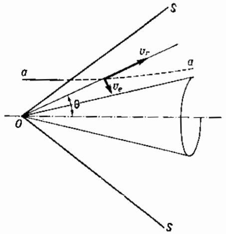


Рис. 1. Обтекание бесконечного конуса равномерным сверхзвуковым потоком идеального газа; OS — коническая ударная волна, aa — линия тока.

течения — относит. скорости, давления и т. д. зависят от одной независимой геом. переменной — полярного угла θ. Обтекание конуса описывается системой из двух ур-ний — с граничными условиями на поверхности конуса и на присоединённой конич. ударной волне:

$$\frac{\gamma-1}{2}\left(2v_r + v_\theta \operatorname{ctg}\theta + v_\theta'\right)\left[1-\left(v_r^2+v_\theta^2\right) - \right.$$
$$\left. - v_\theta\left(v_r v_r' + v_\theta v_\theta'\right)\right] = 0;$$
$$v_\theta = v_r'.$$

Здесь v_r, v_θ — составляющие относит. скорости в полярной системе координат r, θ, $\gamma = c_p/c_V$ — отношение уд. теплоёмкостей.

А. т. в ламинарном *пограничном слое* существуют лишь при нек-рых спец. законах изменения скорости U вне пограничного слоя, в частности при постоянной скорости U=const (пограничный слой на продольно обтекаемой бесконечной плоской пластине). Т. к. в рассматриваемом течении нет к.-л. характерной длины, то профили скорости v в автомодельном пограничном слое в разл. поперечных сечениях x=const подобны друг другу и в безразмерных переменных представляются универсальной ф-цией $v/U=\varphi(y/\delta)$, где y — расстояние по нормали к пластине, δ — толщина пограничного слоя. Безразмерная ф-ция тока $f(\eta)$ в автомодельном пограничном слое удовлетворяет обыкновенному дифференц. ур-нию

$$f'''+\alpha ff''+\beta(1-f'^2)=0$$

с граничными условиями $f=0$, $f'=0$ при $\eta=0$ и $f'=1$ при $\eta=\infty$. Здесь α, β — нек-рые постоянные, а η — безразмерная автомодельная переменная, пропорциональная y/δ. Аналогичные А. т. возможны и в пограничном слое, возникающем при свободной (естественной) *конвекции*.

А. т. возникает и в осн. участке турбулентной свободной струи (рис. 2), вытекающей из плоского или

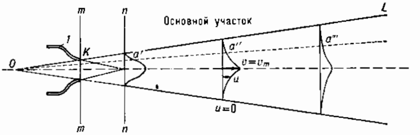


Рис. 2. Схема свободной турбулентной струи: O — полюс, 1 — сопло, $m-m$ — сечение среза сопла, $n-n$ — конец начального участка, KL — граница струи, a', a'', a''' — сходственные точки на профилях скорости.

круглого сопла в неподвижную среду, т. к. в сходственных точках любых двух поперечных сечений безразмерные величины скорости (темп-ры, концентрации) одинаковы.

Для нестационарных А. т. состояние течения в нек-рый момент времени t, характеризуемое распределением давлений, скоростей, темп-р в пространстве, механически подобно состоянию течения при любом др. значении t. Такие течения образуются, напр., в случае сильного взрыва, а также при распространении в горючей смеси фронта пламени или детонации. В случае сферич. симметрии взрыв (поджигание смеси) происходит в точке, в случае цилиндрич. симметрии — вдоль прямой, а в случае плоских волн — вдоль плоскости. Если в момент $t=0$ мгновенно выделяется конечная энергия E_0, а нач. плотность газовой среды равна ρ_1, то введение безразмерной автомодельной переменной $\lambda=E_0t^2/\rho_1 r^{2+\nu}$ (где r — расстояние от места взрыва, $\nu=3$ — для сферич. волн, $\nu=2$ — для цилиндрических и $\nu=1$ — для плоских) позволяет свести задачу определения безразмерных давлений, скоростей, темп-р за взрывной (ударной) волной к решению системы обыкновенных дифференц. ур-ний с автомодельными граничными условиями на ударной волне.

В широком смысле под автомодельностью течения иногда понимают независимость безразмерных параметров, характеризующих течение, от *подобия критериев*. Так, коэфф. лобового аэродинамич. сопротивления C_X (см. *Аэродинамические коэффициенты*) можно считать автомодельным по *Маха числу* M или *Рейнольдса числу* Re, если в нек-ром диапазоне их изменения C_X от них не зависит. Автомодельность коэфф. C_X по M и Re существует для большинства тел, обтекаемых газом, при больших M ($M>8$) или достаточно больших Re ($Re>10^7$).

Лит.: Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981; Хейз У.-Д., Пробстин Р.-Ф., Теория гиперзвуковых течений, пер. с англ., М., 1962; Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, М., 1974.

С. Л. Вишневецкий.

АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ — особая симметрия физ. системы, состоящая в том, что изменение масштабов независимых переменных может быть скомпенсировано преобразованием подобия др. динамич. переменных. А. приводит к эфф. сокращению числа независимых переменных. Напр., если состояние системы характеризуется ф-цией $u(x, t)$, где x — координата, t — время, то условие инвариантности относительно изменения масштабов $x'=kx$, $t'=lt$ и преобразования подобия таково:

$$u(x, t)=k^{1/\alpha}l^{\beta}u(kx, lt),$$

где α, β — числа. Выбор $k^{1/\alpha}=l=m/t$, где m — *подобия критерий* (параметр), придаёт первонач. ф-ции автомодельный вид

$$u(x, t)=m^{(1+\beta)}t^{-(1+\beta)}u(m^{\alpha}t^{-\alpha}x, m).$$

Т. о., ф-ция u при постоянном m зависит только от комбинации x/t^{α}. А. возможна, если набор параметров, определяющих состояние системы, не содержит характерных масштабов независимых переменных. Поскольку в большинстве задач форма преобразования подобия заранее неизвестна, автомодельную подстановку надо в каждом случае находить отдельно. Для этого имеются 3 способа:

1. *Размерностей анализ.* Состояние системы характеризуется набором размерных параметров и ф-ций, зависящих от координат x, y, z и времени t. Если один из безразмерных критериев подобия имеет вид $m=X_0/bT_0^{\alpha}$, где b — параметр, имеющий размерность $[b]=LT^{-\alpha}$, X_0, T_0 — характерные длина и промежуток времени, L, T — единицы длины и времени соответственно, то в качестве автомодельных переменных можно выбрать безразмерные комбинации x/bt^{α}, y/bt^{α}, z/bt^{α}. В том случае, когда имеется не более двух определяющих параметров с независимыми размерностями, отличными от длины и времени, переход к автомодельным переменным превращает ур-ние с частными производными в обыкновенное дифференц. ур-ние.

2. Непосредственный подбор. Формально вводится автомодельная замена переменных $u=t^{\beta}f(x/t^{\alpha})$ или, в более общем виде, $u=\varphi(t)\psi(\chi)$, $\chi=x/\eta(t)$. Ур-ния, начальные и граничные условия должны иметь структуру, допускающую такую замену. Решение существует не для любых значений α, β и не для любых ф-ций $\varphi(t)$, $\eta(t)$. Для получения подходящих значений необходимо решить нелинейную задачу на собств. значения.

3. Исследование групповых свойств ур-ний. Рассмотрим систему дифференц. ур-ний с частными производными 1-го порядка $f_j(x_i, u_k, p_{ik})=0$, где x_i — независимые переменные, u_k — искомые ф-ции, $p_{ik}=\partial u_k/\partial x_i$. Всевозможные замены переменных x_i, u_k, допускаемые системой, образуют *группу* Ли. Автомодельные замены являются её однопараметрич. подгрупной растяжений. В нек-рых случаях найти такие замены позволяет след. процедура.

В пространстве переменных x_i, u_k группа Ли задаётся своими генераторами, имеющими общий вид $X=\xi_i\partial/\partial x_i+\eta_k\partial/\partial u_k$, где ξ_i, η_k — нек-рые ф-ции переменных x, u; по повторяющимся индексам производится суммирование. В пространстве переменных x_i, u_k, p_{ik} группа Ли задаётся генераторами $\tilde{X}=X+\xi_{ik}\partial/\partial p_{ik}$, где $\xi_{ik}=D_i\eta_k-p_{ik}D_i\xi_i$, $D_i=\partial/\partial x_i+p_{ik}\partial/\partial u_k$. Система ур-ний $f_j=0$ определяет гиперповерхность в пространстве переменных x_i, u_k, p_{ik}, к-рая является инвариантом группы при условии $\tilde{X}f_j=0$, когда $f_j=0$; эти условия служат для определения ф-ций $\xi_i(x, u)$ и $\eta_k(x, u)$. Комбинации переменных, дающие искомую замену, являются первыми интегралами ур-ния $X\varphi\equiv\xi_i\partial\varphi/\partial x_i+\eta_k\partial\varphi/\partial u_k=0$. Напр., для двух независимых переменных x, t и одной искомой ф-ции u оператор растяжений имеет вид $X = \alpha x\partial/\partial x + \beta t\partial/\partial t + \gamma u\partial/\partial u$, α, β, γ — числа. Набор первых интегралов ур-ния $X\varphi = 0$ таков: $\mathcal{I}_1 = x/t^{\alpha/\beta}$, $\mathcal{I}_2 = u/t^{\gamma/\beta}$, поэтому автомодельное решение ур-ний, допускающих группу растяжений, будет иметь вид $u = t^{\gamma/\beta}\psi(x/t^{\alpha/\beta})$, ψ — новая искомая ф-ция.

Рассмотрим, напр., *Кортевега — де Фриса уравнение* $\partial u/\partial t + u\,\partial u/\partial x + \mu\,\partial^3 u/\partial x^3 = 0$, где μ — пост. параметр; оно инвариантно относительно преобразования $t \longrightarrow kt$, $x \longrightarrow k^{1/3}x$, $u \longrightarrow k^{-2/3}u$. Генератор $X = x\,\partial/\partial x + 3t\,\partial/\partial t - 2u\partial/\partial u$ — оператор растяжений, и автомодельное решение имеет вид

$$u(x,\ t) = \mu\,(3\mu t)^{-2/3}\,\psi(z),\quad z = (3\mu t)^{-1/3}\,x.$$

Подставляя это решение в исходное ур-ние, получаем обыкновенное дифференц. ур-ние для ф-ции $\psi(z)$:

$$\psi''' - z\psi' + \psi\psi' - 2\psi = 0.$$

Однопараметрич. группа растяжений абелева. Если система допускает решения, построенные на др. однопараметрич. абелевых подгруппах, то подходящей заменой этим решениям можно придать автомодельный вид, что является следствием подобия этих групп. В частности, автомодельные движения тесно связаны с нелинейными бегущими волнами, т. е. решениями вида $u = f(x - \lambda t + a)$, для к-рых место преобразования подобия занимает преобразование сдвига. Замена $x = \ln\xi$, $t = \ln\tau$, $a = \ln b$ переводит волновое решение f в автомодельное:

$$f\,[\ln(\xi/bt^{\lambda})] = F\,(\xi/bt^{\lambda}).$$

А., отражающая внутр. симметрию, присуща многим явлениям и используется при решении разл. физ. задач, особенно в механике сплошных сред (см. *Автомодельное течение*).

Метод *ренормализационной группы* в квантовой теории поля, по существу, также основан на использовании автомодельного преобразования переменных. Интересно, что в автомодельных переменных ур-ние ренормгруппы оказывается тождественным одномерному ур-нию *переноса излучения*. В физике элементарных частиц А. выражается в том, что сечения нек-рых процессов при высоких энергиях зависят лишь от безразмерных автомодельных комбинаций импульсов. Общие принципы квантовой теории поля допускают широкий класс таких *автомодельных асимптотик*.

Лит.: Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Биркгоф Г., Гидродинамика, пер. с англ., М., 1963; Овсянников Л. В., Групповой анализ дифференциальных уравнений, М., 1978; Арнольд В. И., Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1978, гл. 1; Баренблатт Г. И., Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика, 2 изд., Л., 1982.

В. Е. Рокотян.

АВТОРЕЗОНА́НСНОЕ УСКОРЕ́НИЕ — см. *Коллективные методы ускорения.*

АВТОУСКОРЕ́НИЕ — см. *Коллективные методы ускорения.*

АВТОФАЗИРО́ВКА (фазовая устойчивость) — явление устойчивости движения частиц в продольном (вдоль орбиты) направлении в резонансных ускорителях, обусловленное зависимостью промежутка времени T между последующими ускорениями от полной энергии $\mathscr{E}$ частицы. Открыто в 1944—45 В. И. Векслером и независимо от него Э. М. Макмилланом (E. M. McMillan). Лежит в основе действия большинства совр. резонансных ускорителей заряж. частиц.

В простейшем случае циклич. ускорителя с однородным магн. полем период обращения T связан со значением магн. индукции B на круговой орбите и полной релятивистской энергией частицы $\mathscr{E}$ соотношением

$$T = \frac{2\pi\mathscr{E}}{ceB}\,, \tag{1}$$

где e — заряд частицы. Из (1) видно, что с ростом энергии частицы период обращения увеличивается. Обозначим через φ_0 «равновесную фазу» — фазу поля (отсчитываемую от его макс. значения; рис. 1) в ускоряющем зазоре, попадая в к-рую частица набирает такую энергию $eV_0\cos\varphi_0$ (V_0 — ускоряющее напряжение), чтобы непрерывно двигаться в резонанс

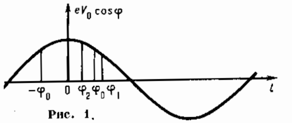


Рис. 1.

с ускоряющим полем. Период обращения T этой частицы равен или кратен периоду ускоряющего поля $T_{уск}$, $T = qT_{уск}$, где q — целое число, наз. кратностью ускорения. Очевидно, фаза $-\varphi_0$ будет также равновесной, т. к. в этой фазе частица набирает точно такую же энергию, как и в фазе φ_0. Если частица попадёт в фазу $\varphi_1 > \varphi_0$, она наберёт энергию $eV_0\cos\varphi_1$, меньшую $eV_0\cos\varphi_0$, прирост её энергии будет меньше равновесного значения, а следовательно, согласно (1), и период станет меньше равновесного. Поэтому при следующем обороте частица придёт к ускоряющему промежутку раньше, т. е. её фаза приблизится к равновесной. Напротив, немного отставшая частица ($\varphi_2 < \varphi_0$) приобретёт избыточную энергию (т. к. $eV_0\cos\varphi_2 > eV_0\cos\varphi_0$), её период обращения станет больше равновесного, вследствие чего на следующем обороте она позже придёт к ускоряющему зазору и её фаза тоже приблизится к равновесной.

Малые отклонения энергии частицы от равновесной также имеют тенденцию уменьшаться. Действительно, если частица находится в равновесной фазе φ_0, но её энергия больше равновесной (соответствующей периоду ускоряющего поля $T_{уск}$), то её период обращения больше $qT_{уск}$ и она приходит на след. обороте к зазору с опозданием, т. е. её фаза $\varphi' > \varphi_0$, а приобретаемая энергия $eV_0\cos\varphi' < eV_0\cos\varphi_0$. Т. о., отличие энергии от равновесной будет уменьшаться.

Благодаря описанному механизму частицы, находящиеся в нек-рой окрестности равновесной фазы φ_0 (т. н. область захвата), совершают колебания около этой фазы, т. е. фаза φ_0 динамически устойчива. Все частицы, находящиеся в области захвата, колеблясь около фазы φ_0, набирают в ср. такую же энергию, как и частица в равновесной фазе (т. н. равновесная частица), т. е. ускоряются.

Аналогично можно показать, что вторая равновесная фаза $-\varphi_0$ неустойчива: малые отклонения от неё приводят к дальнейшему уходу частиц от этой фазы.

В общем случае для циклич. ускорителей с магн. полем, зависящим от азимута и радиуса, ф-лу (1) следует заменить на соотношение

$$T = \frac{2\pi\mathscr{E}}{ce\langle B\rangle}\,, \tag{2}$$

где $\langle B\rangle$ — нек-рое усреднённое по орбите значение магн. индукции, зависящее от энергии частицы; поэтому характер зависимости T от $\mathscr{E}$ оказывается более сложным. Если $\partial T/\partial\mathscr{E} > 0$, т. е. период растёт с ростом энергии, то, как и раньше, оказывается устойчивой равновесная фаза φ_0, вблизи к-рой ускоряющее электрич. поле убывает с увеличением времени. Если же $\partial T/\partial\mathscr{E} < 0$, т. е. период обращения убывает со временем, то устойчива фаза $-\varphi_0$, вблизи к-рой ускоряющее поле нарастает со временем.

Для более точного описания изменения фазы следует количественно рассмотреть динамику частицы, энергия к-рой мало отличается от энергии равновесной частицы, движущейся в точном синхронизме с ускоряющим полем и набирающей за каждый оборот энергию $eV_0\cos\varphi_s$, где φ_s — равновесная фаза. Неравновесная частица, проходящая ускоряющий зазор в фазе φ, набирает энергию $eV_0\cos\varphi$. Избыточная энергия (по сравнению с равновесным приростом), приобретённая частицей за оборот, равна:

$$\Delta\mathscr{E} = eV_0(\cos\varphi - \cos\varphi_s). \quad (3)$$

Этому отклонению энергии соответствует отклонение частоты обращения

$$\Delta\omega = -K\omega_s\frac{\Delta\mathscr{E}}{\mathscr{E}_s}, \quad (4)$$

где $\mathscr{E}_s$ и ω_s — равновесные значения энергии и частоты в данный момент ускорения, а коэфф. K определяется соотношением

$$K = \frac{\mathscr{E}_s}{T_s}\frac{\partial T}{\partial\mathscr{E}} \quad (5)$$

и является удобной дифференц. характеристикой ускорителя.

Отклонение частоты обращения от равновесной на $\Delta\omega$ приводит к скольжению фазы ускоряющего напряжения со скоростью

$$\dot\varphi = -q\Delta\omega. \quad (6)$$

Соотношения (3), (4) и (6) и определяют колебания фазы и энергии во времени.

Переходя в (3) к изменению энергии в единицу времени (а не за период обращения $2\pi/\omega_s$), получаем:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{2\pi}{\omega_s}\Delta\mathscr{E}\right) = eV_0(\cos\varphi - \cos\varphi_s),$$

что с учётом (4) и (6) приводит к дифференц. ур-нию для фазы

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\mathscr{E}_s}{\omega_s^2 K}\frac{d\varphi}{dt}\right) - \frac{qeV_0}{2\pi}(\cos\varphi - \cos\varphi_s) = 0. \quad (7)$$

По форме оно совпадает с ур-нием колебаний физ. маятника с моментом инерции $I = \mathscr{E}_s/\omega_s^2 K$, моментом силы тяжести $G_g = (qeV_0/2\pi)\cos\varphi$ и внешним моментом $G = -(qeV_0/2\pi)\cos\varphi_s$ (рис. 2). Для маятника физически очевидно, что могут существовать два положения равновесия: $\varphi = \varphi_0$ и $\varphi = -\varphi_0$. Нижнее положение равновесия ($\varphi = \varphi_0$) устойчиво, а верхнее ($\varphi = -\varphi_0$) — неустойчиво. Маятник может совершать движения двух качественно разл. типов — либо колебания около устойчивой равновесной фазы φ_0, либо (при очень больших нач. отклонениях от равновесия или при очень больших нач. скоростях) вращат. движение, при к-ром он проходит все углы φ.

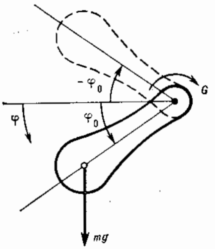


Рис. 2.

Соответственно и в ускорителе фаза частицы может либо совершать колебат. движения около равновесной фазы φ_s (т. н. синхротронные колебания), либо скользить по фазе, пробегая все значения фаз. Колебат. движению частицы по фазе соответствуют, согласно (4) и (6), колебания энергии частицы и её частоты обращения вокруг равновесных значений. Существует нек-рая область нач. условий (соответствующая области захвата), при к-рых частица участвует в процессе ускорения, т. е. приобретает в ср. ту же энергию, что и равновесная. Частицы, не попавшие в область захвата, скользя по всем фазам, в ср. энергии не набирают и выпадают из процесса ускорения.

Т. о., если период ускоряющего электрич. поля и величина управляющего магн. поля меняются во времени так, что энергия $\mathscr{E}_s(t)$ равновесной частицы, определяемая вытекающим из (2) соотношением

$$\mathscr{E}_s(t) = \frac{qceB(t)\,T_{\text{уск}}(t)}{2\pi},$$

непрерывно растёт, то механизм А. обеспечивает ускорение всего ансамбля частиц внутри области захвата, окружающей устойчивую равновесную фазу.

Приведённые рассуждения справедливы при $K>0$. Случай $K<0$ соответствует «отрицат. массе» физ. маятника, так что механич. аналогия становится менее наглядной, но из ур-ния (7) вытекает, что при этом устойчивой оказывается отрицат. фаза $-\varphi_s$, около к-рой существует аналогичная область захвата.

Величина K зависит от параметров структуры ускорителя и от энергии ускоряемой частицы. В нек-рых циклич. ускорителях, напр. в ускорителях с азимутально однородным магн. полем, она сохраняет знак на протяжении всего цикла ускорения. В других — меняет знак при определ. энергии, наз. **переходной** или **критич. энергией**. В последнем случае при прохождении критич. значения энергии устойчивая равновесная фаза становится неустойчивой, и наоборот. Для обеспечения дальнейшего ускорения частиц нужно в момент достижения критич. энергии «перенести» все ускоряемые частицы из окрестности прежней равновесной фазы в окрестность новой устойчивой фазы, что технически осуществляется быстрым скачком фазы ускоряющего напряжения.

В линейных ускорителях соотношение (2) заменяется соотношением между временем пролёта T характерной длины L (расстояния между соседними ускоряющими структурами или длины волны в ускоряющей волноводной структуре) и скоростью частицы v:

$$T = \frac{L}{v}.$$

Отсюда видно, что для линейных ускорителей T всегда уменьшается с ростом энергии, $\partial T/\partial\mathscr{E} < 0$, так что устойчива всегда отрицат. фаза $-\varphi_0$ (см. *Протонный линейный ускоритель*).

В линейных ускорителях требование фазовой устойчивости, или фазировки ($\varphi_s<0$), приходит в противоречие с условием устойчивости движения в поперечном к орбите направлении, т. е. с условием *фокусировки частиц в ускорителе*, требующим $\varphi>0$. В связи с этим был разработан метод *знакопеременной фазировки*, при к-ром ускоряющие промежутки располагаются так, чтобы в них попеременно происходила то фазировка (а следовательно, расфокусировка), то расфазировка (и следовательно, фокусировка). При надлежащем выборе параметров структуры оказывается возможным одноврем. обеспечение одним и тем же электрич. полем устойчивости движения как в продольном, так и в поперечном направлениях.

А. отсутствует в ускорителях в тех случаях, когда T не зависит от $\mathscr{E}$. В циклич. ускорителях это имеет место в *изохронном циклотроне*, а в линейных — при релятивистских скоростях ускоряемых частиц, когда скорость практически не меняется с увеличением энергии.

Лит.: Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; Вальднер О. А., Власов А. Д., Шальнов А. В., Линейные ускорители, М., 1969; Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, ч. 1, М., 1981. *Э. Л. Бурштейн.*

АВТОЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ (полевая эмиссия, электростатическая эмиссия, туннельная эмиссия) — испускание электронов проводящими твёрдыми и жидкими телами под действием внеш. электрич. поля E достаточно высокой напряжённости ($E \sim 10$ В/см). А. э. обнаружена в 1897 Р. У. Вудом. В 1929 Р. Э. Милликен и Ч. К. Лоритсен установили линейную зависимость логарифма плотности тока j А. э. от $1/E$ вида $\lg j = A - B/E$ (A и B — константы). В 1928—29 Р. Фаулер и Л. Нордхейм дали теоретич. объяснение А. э. на основе *туннельного эффекта*. Термин «А. э.» отражает отсутствие энергетич. затрат на возбуждение электронов, свойственных др. видам электронной эмиссии (в зарубежной лит-ре чаще употребляется термин «полевая эмиссия»).

При А. э. электроны преодолевают потенц. барьер на границе эмиттера, не проходя над ним за счёт кинетич. энергии теплового движения, как при *термоэлектронной эмиссии*, а путём туннельного просачивания сквозь барьер, сниженный и суженный электрич. полем. Электронная волна (см. *Волны де Бройля*), встречая на пути потенц. барьер, частично отражается и частично проходит сквозь него (рис. 1). По мере увеличения внешнего ускоряющего поля понижается высота потенц. барьера над уровнем Ферми $\mathcal{E}_F$. Одноврем. уменьшается ширина барьера. В результате

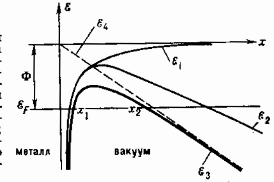


Рис. 1. Потенциальная энергия электрона вблизи поверхности металла: $\mathcal{E}_1$ — в отсутствие электрического поля; $\mathcal{E}_2$ — обусловленная слабым внешним электрическим полем; $\mathcal{E}_3$ — более сильным полем; $\mathcal{E}_4$ — энергия, соответствующая отсутствию сил изображения в случае сильного поля; $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми; $x_1 - x_2$ — ширина потенциального барьера при наличии внешнего поля; $\Phi = e\varphi$ — работа выхода.

увеличивается число электронов, просачивающихся в единицу времени сквозь барьер, соответственно увеличивается т. н. прозрачность барьера D (отношение числа электронов, прошедших сквозь барьер, к полному числу электронов, падающих на барьер) и соотв. плотность тока А. э.

Теоретич. расчёт плотности тока j А. э. приводит к ф-ле

$$j = e\int_0^\infty n(\mathcal{E})\, D(\mathcal{E}, E)\, d\mathcal{E}, \qquad (1)$$

где e — заряд электрона; n — концентрация электронов проводимости в проводнике с энергией $\mathcal{E}$, связанной с компонентой импульса, нормальной к поверхности; E — напряжённость электрич. поля у поверхности эмиттера. Из (1) следует зависимость j от концентрации электронов в проводнике и их энергетич. распределения $n(\mathcal{E})$, а также от высоты и формы барьера, к-рые определяют его прозрачность D.

А. э. из металлов в вакуум изучена наиб. полно. В этом случае j следует т. н. закону Фаулера — Нордхейма:

$$j = C_1 E^2 \exp(-C_2/E), \qquad (2)$$

где

$$C_1 = e^3/8\pi h t^2(y)\,\varphi, \quad C_2 = \frac{8\pi\sqrt{2m}}{3he}\varphi^{3/2}\vartheta(y).$$

Здесь m — масса электрона, φ — потенциал *работы выхода* $\overline{\Phi} = e\varphi$ металла, t и ϑ — табулированные ф-ции аргумента $y = e\sqrt{eE}/\varphi$, $t \approx 1$, $\vartheta(y) \approx 1 - y^2$. Подставив значения констант и положив $t^2(y) = 1{,}1$, а $\vartheta(y) \approx 0{,}95 - 1{,}03y^2$, получим из (2) приближённую ф-лу

$$j \approx 1{,}4\cdot 10^{-6}\frac{E^2}{\varphi}\cdot 10^{\left(4{,}39\varphi^{-1/2} - 2{,}82\cdot 10^7\varphi^{3/2}/E\right)} \qquad (3)$$

(j, E и $\overline{\Phi}$ в А/см², В/см и эВ, см. табл.).

Ф-ла (2) получена в след. предположениях: свободные электроны в металле подчиняются статистике Ферми — Дирака; вне металла на электрон действуют только силы зеркального изображения. Прозрачность

Значения $\lg j$ для некоторых E и φ, рассчитанные по формуле (2)

$\varphi=2{,}0$		$\varphi=4{,}5$		$\varphi=6{,}3$	
$E\cdot 10^{-7}$	$\lg j$	$E\cdot 10^{-7}$	$\lg j$	$E\cdot 10^{-7}$	$\lg j$
1,0	2,98	2,0	−3,33	2,0	−12,90
1,2	4,45	3,0	1,57	4,0	−0,88
1,4	5,49	4,0	4,06	6,0	3,25
1,6	6,27	5,0	5,59	8,0	5,34
1,8	6,89	6,0	6,62	10,0	6,66
2,0	7,40	7,0	7,36	12,0	7,52
2,2	7,82	8,0	7,94	14,0	8,16
2,4	8,16	9,0	8,39	16,0	8,65
2,6	8,45	10,0	8,76	18,0	9,04
		12,0	9,32	20,0	9,36

барьера $D(\mathcal{E}, E)$ рассчитывалась в *квазиклассическом приближении*.

Несмотря на упрощения, ф-ла Фаулера — Нордхейма хорошо согласуется с экспериментом. Характерными свойствами А. э. из металлов являются высокие предельные плотности тока j (вплоть до 10^{10} А/см²) и экспоненц. зависимость j от φ и E. При $j = 10^6$—10^7 А/см² наблюдается нек-рое уменьшение j по сравнению с (2). Это связано с влиянием объёмного заряда или с деталями формы потенц. барьера. Рост тока j с повышением напряжения V заканчивается при $j = 10^8$—10^{10} А/см² вакуумным пробоем и гибелью эмиттера. Этому предшествует более интенсивная, но кратковременная *взрывная электронная эмиссия*.

А. э. слабо зависит от темп-ры T. Малые отклонения j от (2) с ростом T прямо пропорц. T^2:

$$\frac{j(T) - j(0)}{j(0)} \approx 1{,}4\cdot 10^8\varphi T^2/E^2. \qquad (4)$$

Ф-ла (4) верна с точностью $\sim 1\%$ для приращений тока $\sim 18\%$. Для отношения $j(T)/j(0) \leqslant 10$ справедлива т. н. ф-ла Мёрфи и Гуда

$$j(T)/j(0) = \pi\omega/\sin(\pi\omega); \qquad (5)$$

$$\omega = \frac{4\pi\sqrt{2m}\, h\sqrt{\varphi}\, t(y)}{he}\,\frac{T}{E}.$$

Для больших изменений $j(T)$ существуют более громоздкие ф-лы и графики, полученные численными расчётами. При повышении T и снижении E А. э.

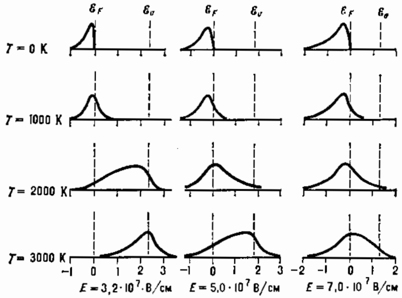


Рис. 2. Энергетический спектр автоэлектронов при разных температурах T и внешних полях E для $\Phi = 4{,}5$ эВ; $\mathcal{E}_v$ — уровень покоящегося электрона в вакууме.

(термоавтоэлектронная эмиссия) переходит в *термоэлектронную эмиссию*, усиленную полем (*Шоттки эффект*).

Энергетич. спектр автоэлектронов из металла узок (рис. 2). Полуширина σ распределения по полным энергиям при $T=0$ K определяется ф-лой

$$\sigma=6{,}76\cdot10^{-9}E/\sqrt{\varphi}\ t\,(y). \qquad (6)$$

При $\varphi=4{,}4$ эВ и $\lg j$ от 0 до 7σ варьируется от 0,08 до 0,2 эВ. Величина σ с повышением T возрастает, в частности при 300 K (в том же диапазоне j) σ изменяется от 0,17 до 0,3 эВ. Форма спектра отклоняется от теоретической (в модели свободных электронов) при сложной конфигурации *ферми-поверхности* или при наличии адсорбир. молекул и атомов на поверхности, особенно если они неметаллич. происхождения (напр., нек-рых органич. молекул, к-рые играют роль волноводов для электронных волн).

Отбор тока при низких темп-рах приводит к нагреванию эмиттера, т. к. уходящие электроны уносят энергию в ср. меньшую, чем энергия Ферми $\mathscr{E}_F$, тогда как вновь поступающие в металл через контакт электроны имеют энергию $\mathscr{E}_F$ (Ноттингема эффект). С возрастанием T нагрев сменяется охлаждением — эффект меняет знак, проходя через т. н. темп-ру инверсии, соответствующую симметричному относительно уровня Ферми распределению вышедших электронов по полным энергиям. При больших T, когда эмиттер разогревается за счёт джоулевых потерь, инверсия эффекта Ноттингема в нек-рых пределах препятствует лавинному саморазогреву и стабилизирует А. э.

А. э. из полупроводников. Особенности А. э. из полупроводников связаны с неск. факторами: 1) электрич. поле глубоко проникает в полупроводник, что приводит к смещению энергетич. зон, к изменению вблизи поверхности концентрации носителей заряда и их энергетич. спектра; 2) концентрация электронов во много раз меньше, чем в металле, что ограничивает величину j, и она сильно зависит от внеш. воздействий (темп-ра, освещение и др.); 3) поверхностные состояния носителей заряда могут сказываться на характеристиках А. э.; 4) вольт-амперные характеристики и энергетич. спектры автоэлектронов отражают зонную структуру полупроводников; 5) протекающий через полупроводник ток может приводить к перераспределению потенциала на нём, а также влиять на энергетич. спектр электронов. Все эти особенности привлекаются для объяснения наблюдаемых вольт-амперных характеристик и энергетич. спектров автоэлектронов из полупроводников.

Автоэлектронные эмиттеры (катоды) делают в виде поверхностей с большой кривизной: острия, лезвия, шероховатые края фольг и плёнок, торцы нитей и т. п. Для отбора относительно больших токов используют многоострийные системы, многоэмиттерные системы на краях плёнок и фольг и т. п. В зависимости от размеров эмиттеров и расстояния до анода напряжение V, обеспечивающее величину электрич. поля E, достаточную для возникновения А. э., может составлять от сотен В до неск. десятков кВ.

Стабильность А. э. связана с постоянством распределения φ вдоль катода и т. п. полевого множителя $\alpha=E/V$. Оба эти фактора могут изменяться под влиянием адсорбции и миграции атомов или молекул как примесей, так и материала эмиттера. Напр., локальные значения α возрастают в результате миграции поверхностных атомов под действием сильного электрич. поля (перестройка в поле) или в результате «изъязвления» поверхности при ионной бомбардировке. Повышение стабильности А. э. достигается улучшением вакуума, очисткой эмиттера, использованием импульсного напряжения (для ослабления миграции атомов в электрич. поле и саморазогрева эмиттера), умеренным подогревом эмиттера (для защиты от адсорбции и для «заглаживания» дефектов в местах удара ионов), применением слабо адсорбирующих материалов (нек-рые карбиды, бориды, нитриды металлов, углерод). Исследование А. э. из монокристаллов тугоплавких металлов, а также хим. соединений с металлич. проводимостью (LaB_6, ZrC и др.) в сверхвысоком вакууме (поверхность эмиттера остаётся чистой в течение часов или суток) позволило уточнить параметры А. э. для этих веществ.

Применение. Металлич. автоэлектронные эмиттеры используются в тех случаях, когда требуется высокая плотность тока j, т. е. там, где необходимы большие токи либо концентрир. электронные пучки. Преимуществами автоэлектронных эмиттеров являются отсутствие энергетич. затрат на подогрев и безынерционность. Металлич. автоэлектронные эмиттеры (обычно многоострийные) применяются в мощных сильноточных устройствах. Нелинейность вольт-амперной характеристики используется в устройствах СВЧ (преобразователи частоты, усилители, детекторы сигналов). Автоэмиссионный эмиттер в качестве интенсивного точечного источника электронов применяется в растровых микроскопах. Он перспективен в рентгеновской и обычной *электронной микроскопии*, в рентгеновской дефектоскопии, в рентгеновских микроанализаторах и *электронно-лучевых приборах*. Автоэмиссионные эмиттеры могут также употребляться в микроэлектронных устройствах и в чувствит. индикаторах изменения напряжения.

Автоэлектронный катод в сочетании с анодом, совмещённым с люминесцирующим экраном, превращает такой автоэмиссионный диод в эмиссионный электронный микроскоп. На его экране можно наблюдать картину углового распределения тока А. э. с острия при высоких увеличениях и разрешающей способности (см. *Электронный проектор*).

Полупроводниковые автоэмиссионные эмиттеры перспективны как чувствит. приёмники ИК-излучения. Многоострийные системы эмиттеров служат основой для мозаичных систем в преобразователях ИК-изображений.

В высоковольтных вакуумных устройствах А. э. может играть и «вредную роль», способствуя утечкам тока, развитию вакуумного пробоя. Для подавления А. э. в этих случаях снижают поле у поверхности электродов (уменьшая их кривизну), подбирают расположение электродов и распределение потенциалов, а также повышают работу выхода из поверхности (подбором материала или покрытия).

Лит.: Елинсон М. И., Васильев Г. Ф., Автоэлектронная эмиссия, М., 1958; Фишер Р., Нойман Х., Автоэлектронная эмиссия полупроводников, пер. с нем., М., 1971; Ненакаливаемые катоды, М., 1974; Wood R. W., A new form of cathode discharge and the production of X-rays, together with some notes of diffraction, «Phys. Rev.», 1897, v. 5, № 1, p. 1; Millikan R. A., Lauritsen C. C., Temperature dependence of field currents, там же, 1929, v. 33, № 4, p. 598; Fowler R. H., Nordheim L., Electron emission in intense electric fields, «Proc. Roy. Soc.», 1928, ser. A, v. 119, № 781, p. 173; Good R. H., Müller E. W., Field emission, in: Handbuch der Physik, Bd 21, B.— Göttingen — Heidelberg, 1956.

В. Н. Шредник.

АВТОЭЛЕКТРО́ННЫЙ МИКРОСКО́П — то же, что *электронный микроскоп*.

АГРЕГА́ТНЫЕ СОСТОЯ́НИЯ вещества (от лат. aggrego — присоединяю) — состояния одного и того же вещества в разл. интервалах темп-р и давлений. Традиционно агрегатными считают газообразное, жидкое и твёрдое состояния, переходы между к-рыми сопровождаются скачкообразными изменениями свободной энергии вещества, энтропии, плотности и др. физ. характеристик. С увеличением темп-ры газов при фиксир. давлении они переходят в состояние частично, а затем полностью ионизованной плазмы, к-рую также принято считать А. с. С увеличением давления (в звёздах) вещество переходит в состояние вырожденной плазмы, нейтронной жидкости и т. д.

Понятие А. с. не является точно определённым, более точным является понятие *фазы*.

АДАПТИ́ВНАЯ АНТЕ́ННА (от лат. adapto — приспособляю, прилаживаю) — разновидность *антенны с обработкой сигналов*, предназначенная для максимизации отношения сигнал/шум. Максимизация осуществляется автоматич. регулировкой весовых коэфф., с к-рыми суммируются сигналы, поступающие от отдельных приёмных каналов. Чаще всего А. а. является *антенная решётка*.

Обычно обработка сигналов помех, обеспечивающая подавление суммарного сигнала помех на выходе А. а., производится до приёма полезного сигнала. Аппаратура системы обработки основана на использовании устройств для регулировки амплитуд и (или) фаз весовых коэфф. Регулировка весовых коэфф. производится автоматически с помощью обратных связей между выходом системы обработки сигналов и приёмными каналами А. а. Процедура адаптации эквивалентна вычитанию из исходной диаграммы направленности (ДН) решётки компенсационной ДН, формируемой в процессе выработки оптимальных весовых коэфф., вследствие чего результирующая ДН приобретает провалы в направлениях на источники помех. Глубина подавления помех, необходимый объём аппаратуры обработки сигналов зависят от используемого метода адаптации и его конкретной реализации.

Один из вариантов А. а.— самофокусирующаяся антенная решётка. В режиме приёма она обрабатывает принимаемую волну с любым фазовым фронтом так, что сигналы от всех элементов суммируются синфазно. Благодаря этому при изотропно приходящих внеш. шумах обеспечивается максимум отношения сигнал/шум на выходе А. а. Самофокусирующаяся А. а. может работать и в приёмно-передающем режиме; при этом излучение сигнала осуществляется в направлении источника принимаемой волны. И в режиме приёма, и в режиме передачи принимаемый сигнал используется для управления фазами токов в отд. элементах А. а. Приёмно-передающая самофокусирующаяся А. а. в известном смысле сходна с системами *обращения волнового фронта*, используемыми, в частности, в оптике. А. а. применяют в системах связи, в радиолокации, радиоастрономии и т. д.

Лит.: Антенные решетки. Методы расчета и проектирования, М., 1966; Ж и б у р т о в и ч Н. Ю., Возможности компенсации помеховых сигналов, принимаемых по боковым лепесткам диаграммы направленности фазированных антенных решеток, «Радиотехника», 1980, т. 35, № 10. *А. А. Леманский.*

АДАПТИ́ВНАЯ О́ПТИКА — раздел оптики, занимающийся разработкой оптич. систем с динамич. управлением формой волнового фронта для компенсации случайных возмущений и повышения т. о. предела разрешения наблюдат. приборов, степени концентрации излучения на приёмнике или мишени и т. п. А. о. начала интенсивно развиваться в 1950-е гг. в связи с задачей компенсации искажений фронта, вызванных атм. турбулентностью и накладывающих осн. ограничение на *разрешающую способность* наземных телескопов. Позднее к этому добавились проблемы создания орбитальных телескопов и мощных лазерных излучателей, подверженных др. видам помех.

Адаптивные оптич. системы классифицируются по порядку волновых аберраций (см. *Аберрации оптических систем*), к-рые они способны компенсировать (т. е. по степени полинома, в виде к-рого представляется распределение фазовой поправки по сечению пучка). Простейшие системы — 1-го и 2-го порядков — изменяют общий наклон волнового фронта и его кривизну простым перемещением отд. оптич. элементов фиксированной формы. Для систем более высокого порядка в качестве корректирующих элементов вначале чаще всего использовались зеркала, разбитые на соответствующее число самостоятельно перемещаемых сегментов. Постепенно они вытесняются гибкими («мембранными») зеркалами, формой поверхности к-рых управляют либо созданием изгибающих моментов внутри самого зеркала, либо действием сил со стороны несущей конструкции. Часто используются небольшие деформируемые зеркала с пьезоэлектрич. приводами, устанавливаемые на участках оптич. системы с умеренными размерами сечения светового пучка (неподалёку от фокальной плоскости объектива телескопа и т. п.).

Информацию о необходимом воздействии на волновой фронт получают методом пробных возмущений либо непосредств. измерением формы фронта. Оба эти способа применяются при создании как приёмных, так и излучающих систем.

Метод пробных возмущений (или апертурного зондирования). Заключается в измерении реакции на небольшие, преднамеренно вносимые фазовые искажения. Контролируемым параметром при этом обычно является интенсивность излучения в сфокусированном пятне либо интенсивность света, рассеянного мишенью. Эффекты, за к-рые ответственны разные виды фазовых искажений, разделяют либо по частоте (т. н. многовибраторный метод), либо по времени (т. н. многоступенчатый или последоват. метод). В первом случае возбуждаются малые гармонич. колебания разл. участков зеркала (либо колебат. моды зеркала в целом) с разл. частотами; спектральный анализ результирующего сигнала позволяет установить величину и направление необходимых для оптимизации системы изменений формы фронта. Во втором случае возбуждение колебаний отд. участков или мод зеркала осуществляется последовательно во времени.

Для пробных возбуждений и итоговой корректировки фазового распределения обычно используются разные зеркала — одно обеспечивает малые изменения фазы с высокими временными частотами, второе имеет значительно больший диапазон изменения формы и может быть более инерционным. Связанное с этим усложнение осн. оптич. тракта в определ. степени компенсируется применением лишь одного некогерентного приёмника излучения.

Прямое измерение формы волнового фронта. Для него разработаны самые разнообразные и порой весьма оригинальные способы (гл. обр. интерферометрические), обычно применяемые в сочетании с методом компенсации волнового фронта (для приёмных систем) и методом фазового сопряжения (для излучателей). Метод компенсации заключается в восстановлении у волнового фронта излучения, пришедшего от находящегося в поле зрения точечного объекта, идеальной сферич. формы (утраченной им вследствие влияния турбулентности атмосферы и аберраций объектива телескопа).

В методе фазового сопряжения волновому фронту излучения, испускаемого мощным источником, придаётся форма, сопряжённая по фазе с фронтом опорного излучения, рассеянного мишенью и пришедшего

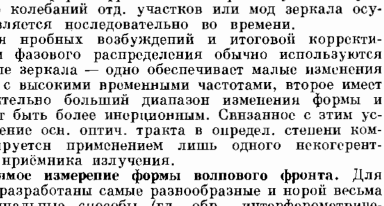


Схема метода фазового сопряжения. Толстая линия — волновой фронт исходной волны; тонкая — волновой фронт опорного излучения; стрелками показано направление распространения волновых фронтов.

к источнику (рис.; для предварит. освещения мишени с целью получения опорного излучения может использоваться как основной, так и вспомогат. источник). Т. о., на излучаемую волну заранее накладываются такие искажения, что последующие искажения на пути её распространения оказываются скомпенсированными; этим достигается макс. концентрация излучения ва мишени.

Нередко к А. о. относят также область лазерной техники, связанную с применением фазово-сопряжённых волн для автокомпенсации искажений волнового фронта и мощных лазерных усилителях. В нек-рых случаях удаётся непосредств. преобразование опорной волны в сопряжённую с помощью методов нелинейной оптики и голографии (см. *Обращение волнового фронта*).

Лит.: Харди Дж. У., Активная оптика: новая техника управления световым пучком, [пер. с англ.], «ТИИЭР», 1978, т. 66, № 6, с. 31; Adaptive optics, «J. Opt. Soc. Amer.», 1977, v. 67, № 3. *Ю. А. Ананьев.*

АДГЕЗА́ТОР (адиабатический генератор заряженных тороидов) — устройство, применяемое в коллективном ускорителе ионов с электронными кольцами для формирования колец с высокой плотностью частиц. В основу устройства положено свойство кольца электронов менять свои осн. параметры (размеры и энергию) в меняющемся во времени магн. поле (см. *Коллективные методы ускорения*). *В. П. Саранцев.*

АДГЕ́ЗИЯ (от лат. adhaesio — прилипание, сцепление, притяжение) — связь между разнородными конденсированными телами при их контакте. Частный случай А. — аутогезия, проявляющаяся при соприкосновении однородных тел. При А. и аутогезии сохраняется граница раздела фаз между телами, в отличие от *когезии*, определяющей связь внутри тела в пределах одной фазы. Наиб. значение имеет А. к твёрдой поверхности (субстрату). В зависимости от свойств адгезива (прилипшего тела) различают А. жидкости и твёрдых тел (частиц, плёнок и структурированных упруговязкопластич. масс, напр. расплавов, битумов). Аутогезия характерна для твёрдых плёнок в многослойных покрытиях и частиц, определяет прочность дисперсных систем и композиц. материалов (порошков, грунта, бетона и др.).

А. зависит от природы контактирующих тел, св-в их поверхностей и площади контакта. А. определяется силами межмолекулярного притяжения и усиливается, если одно или оба тела электрически заряжены, если при контакте тел образуется донорно-акцепторная связь, а также вследствие капиллярной конденсации паров (напр., воды) на поверхностях, в результате возникновения хим. связи между адгезивом и субстратом. В процессе диффузии возможны взаимное проникновение молекул контактирующих тел, размывание границы раздела фаз и переход А. в когезию. Величина А. может измениться при *адсорбции* на границе раздела фаз, а также за счёт подвижности полимерных цепей. Между твёрдыми телами в жидкой среде формируется тонкий слой жидкости и возникает расклинивающее давление, препятствующее А. Следствием А. жидкости к поверхности твёрдого тела является *смачивание*.

Возможность А. при изотермич. обратимом процессе определяется убылью свободной поверхностной энергии, к-рая равна равновесной работе адгезии w_a:

$$w_a = (\sigma_{13} + \sigma_{23}) - \sigma_{12},$$

где σ_{13}, σ_{23} и σ_{12} — поверхностные натяжения субстрата 1 и адгезива 2 на границе с окружающей средой 3 (напр., воздухом) до А. и при А. С увеличением поверхностного натяжения субстрата А. растёт (напр., велика для металлов и мала для полимеров). Приведённое ур-ние является исходным для расчёта равновесной работы А. жидкости. А. твёрдых тел измеряется величиной внеш. воздействия при отрыве адгезива, А. и аутогезия частиц — средней силой (рассчитывается как матем. ожидание), а порошка — уд. силой. Силы А. и аутогезии частиц увеличивают трение при движении порошков.

При отрыве плёнок и структурир. масс измеряется адгезионная прочность, к-рая, кроме А., включает усилие на деформацию и течение образца, разрядку двойного электрич. слоя и др. побочные явления. Адгезионная прочность зависит от размеров (толщины, ширины) образца, направления и скорости приложения внеш. усилия. При А., слабой по сравнению с когезией, имеет место адгезионный отрыв, при относительно слабой когезии — когезионный разрыв адгезива. А. полимерных, лакокрасочных и др. плёнок определяется смачиванием, условием формирования площади контакта жидким адгезивом и при его затвердевании образованием внутр. напряжений и релаксац. процессами, влиянием внеш. условий (давления, темп-ры, электрич. поля и др.), а прочность клеевых соединений — ещё и когезией отвердевшей клеевой прослойки.

Изменение А. вследствие возникновения двойного электрич. слоя в зоне контакта и образования донорно-акцепторной связи для металлов и кристаллов определяется состояниями внеш. электронов атомов поверхностного слоя и дефектами кристаллич. решётки, полупроводников — поверхностными состояниями и наличием примесных атомов, а диэлектриков — дипольным моментом функциональных групп молекул на границе фаз. Площадь контакта (и величина А.) твёрдых тел зависит от их упругости и пластичности. Усилить А. можно путём активации, т. е. изменения морфологии и энергетич. состояния поверхности механич. очисткой, очисткой с помощью растворов, вакуумированием, воздействием эл.-магн. излучения, ионной бомбардировкой, а также введением разл. функциональных групп. Значит. А. металлич. плёнок достигается электроосаждением, металлич. и неметаллич. плёнок — термич. испарением и вакуумным напылением, тугоплавких плёнок — с помощью плазменной струи.

Совокупность методов определения А. наз. адгезиометрией, а приборы их реализующие — адгезиометрами. А. может быть измерена при помощи прямых (усилие при нарушении адгезионного контакта), неразрушающих (по изменению параметров ультразвуковых и эл.-магн. волн вследствие поглощения, отражения или преломления) и косвенных (характеризующих А. в сопоставимых условиях лишь относительно, напр. отслаиванием плёнок после надреза, наклоном поверхности для порошков и др.) методов.

Лит.: Зимон А. Д., Адгезия пыли и порошков, 2 изд., М., 1976; его же, Адгезия пленок и покрытий, М., 1977; его же, Что такое адгезия, М., 1983; Дерягин Б. В., Кротова Н. А., Смилга В. П., Адгезия твердых тел, М., 1973; Зимон А. Д., Андрианов Е. И., Аутогезия сыпучих материалов, М., 1978; Басин В. Е., Адгезионная прочность, М., 1981; Коагуляционные контакты в дисперсных системах, М., 1982; Вакула В. Л., Притыкин Л. М., Физическая химия адгезии полимеров, М., 1984. *А. Д. Зимон.*

АДИАБА́ТА (от греч. adiábatos — непереходимый) — линия на термодинамич. диаграмме состояний, изображающая обратимый *адиабатический процесс*. В таких процессах постоянна энтропия, поэтому А. наз. также изоэнтропой. Для построения А. нужно знать любой из *термодинамических потенциалов*, определяющих ур-ние состояния. Для идеального газа А. описывается уравнением Пуассона $PV^{\gamma}=$ $=\text{const}$ (а также ур-ниями $TV^{\gamma-1}=\text{const}$, $T^{\gamma}P^{1-\gamma}=$ $=\text{const}$), где P — давление, V — объём, T — темп-ра, $\gamma=C_P/C_V$ — отношение теплоёмкости при пост. давлении к теплоёмкости при пост. объёме (для одноатомного газа при обычных темп-рах $\gamma=1,67$, для двухатомного газа $\gamma=1,4$). Ур-ния А. показывают, что при адиабатич. сжатии газ нагревается, это используется для воспламенения смеси в двигателях внутр. сгорания. Охлаждение при адиабатич. расширении — один из способов получения низких темп-р и ожижения газов.

Для газов, подчиняющихся ур-нию состояния Ван-дер-Ваальса, А. описывается ур-нием $(P+a/v^2)(v-b)^{\gamma}=$ $=\text{const}$, где v — уд. объём, a и b — постоянные. Для ультрарелятивистского ферми-газа и фотонного газа А. описывается ур-нием Пуассона, где $\gamma=^4/_3$.

Д. Н. Зубарев.

АДИАБАТИЧЕСКАЯ ГИПОТЕЗА — предположение, лежащее в основе представления о механизме рассеяния в *квантовой теории поля* (КТП). Процесс рассеяния, согласно А. г., происходит след. образом. В нач. состоянии, к-рому приписывается время $t=-\infty$, частицы находятся далеко друг от друга и взаимодействие между ними полностью отсутствует. По мере сближения частиц взаимодействие постепенно «включается», достигает наиб. силы при макс. сближении и постепенно «выключается», когда частицы разлетаются после рассеяния. Конечному состоянию приписывается время $t=+\infty$. В начальном и конечном состояниях частицы описываются свободным *лагранжианом*, т. е. лагранжианом без взаимодействия. Строго говоря, А. г. не применима к КТП, поскольку лагранжианы со взаимодействием, обычно рассматриваемые в КТП, приводят к тому, что частицы постоянно взаимодействуют с вакуумом как своего рода физ. средой, в к-рой они движутся, и поэтому не могут описываться свободным лагранжианом (см. *Хаага теорема*). Трудности, возникающие при введении А. г. в КТП, устраняются с помощью процедуры *перенормировок* при построении *матрицы рассеяния*.

Г. В. Ефимов.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ — возмущения состояний квантовой системы под воздействием медленно (адиабатически) меняющихся внеш. условий. Медленность означает, что характерное время изменения внеш. условий значительно превышает характерные времена движения системы. Метод А. в. противопоставляется *внезапных возмущений методу* (встряхиванию), при к-ром упомянутые времена удовлетворяют противоположному неравенству. А. в. могут приводить к значит. изменению структуры самих состояний, но при этом переходы между разными состояниями происходят с малой вероятностью. Исключение из этого правила составляют случаи, когда в процессе эволюции два или неск. уровней энергии системы становятся близкими или пересекаются (см. *Пересечение уровней*). При этом переходы между пересекающимися состояниями могут происходить с заметной вероятностью и наз. неадиабатическими. Теорию А. в. применяют для описания столкновений атомов и молекул, взаимодействия атомов и молекул с эл.-магн. полями, взаимодействия разл. возбуждений в твёрдом теле и т. д.

Лит.: Мотт М., Месси Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., 3 изд., М., 1969; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959.

А. М. Дыхне.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ИНВАРИАНТЫ — физ. величины, остающиеся практически неизменными при медленном (адиабатическом), но не обязательно малом изменении внеш. условий, в к-рых находится система, либо самих характеристик системы (внутр. состояние, масса, электрический заряд и др.). Отмеченное изменение должно происходить за времена (τ), значительно превышающие характерные периоды движения системы (T).

В классич. механике А. и. являются переменные *действия* $I_k=\oint p_k dq_k$, где p_k — обобщённый импульс, q_k — обобщённая координата, интегрирование производится по периоду (или квазипериоду).

Для гармонич. осциллятора А. и. является отношение его энергии к частоте. Характерно, что при адиабатич. изменении условий становятся связанными между собой физ. величины, к-рые вообще независимы, напр. амплитуда колебаний маятника и его длина.

Физически важным примером А. и. служит магн. момент, создаваемый током заряж. частицы при её движении в медленно меняющемся (в пространстве или во времени) магн. поле: $p_\perp^2/H=\mathrm{const}$, где $p_\perp$ — проекция импульса заряж. частицы на плоскость, перпендикулярную направлению магн. поля (H) в данной точке пространства.

На сохранении А. и. основано т. н. дрейфовое приближение, широко используемое в физике плазмы, а также действие «магн. пробок» и основанных на них адиабатич. ловушек — пробкотронов (см. *Открытые ловушки*), применяемых в исследованиях по удержанию горячей плазмы для целей управляемого термоядерного синтеза и осуществляющихся, напр., в магн. поле Земли (см. *Радиационный пояс*).

Кол-во А. и. не превышает числа степеней свободы, по к-рым движение системы финитно (ограничено в пространстве). Так, в магн. ловушках, кроме магн. момента, может сохраняться продольный А. и., соответствующий движению вдоль магн. силовых линий: $\int_a^b p_\parallel dl$, где $p_\parallel$ — проекция импульса частицы на направление $\boldsymbol{H}$, а интеграл берётся вдоль траектории между точками поворота частицы.

Расчёты, проводимые в небесной механике, а также исследования длительности удержания заряж. частиц в адиабатич. ловушках вызвали вопрос о точности, с к-рой сохраняются А. и. Строго говоря, А. и. может изменяться в значит. пределах, если во временно́й зависимости внеш. условий присутствуют частоты, кратные частотам самой системы (*параметрический резонанс*). Если не рассматривать такие ситуации, то А. и. сохраняется с точностью большей, чем любая степень малого параметра T/τ.

Интерес к А. и. сильно возрос в годы установления понятий квантовой механики. В квантовой механике А. и. являются те из квантовых чисел (n), для к-рых частоты $\omega=(\mathscr{E}_{n+1}-\mathscr{E}_n)/\hbar$ (где $\mathscr{E}$ — энергия) удовлетворяют условию адиабатичности ($\omega\tau\gg 1$). Иными словами, квантовая система, находящаяся под адиабатич. воздействием, остаётся в одном и том же состоянии (хотя само состояние меняется, адиабатически следуя за изменением внеш. воздействия). Все переходы такой системы из одного состояния в другое наз. *неадиабатическими переходами* и связаны с пересечением соответствующих уровней энергии ($\omega=0$) (см. *Пересечение уровней*).

Лит.: Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теоретическая физика, т. 1 — Механика, 3 изд., М., 1973; Нортроп Т., Адиабатическая теория движения заряженных частиц, пер. с англ., М., 1967; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979.

А. М. Дыхне.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ в космологии — один из возможных типов малых нарушений однородности Вселенной, привлекаемых для объяснения происхождения её наблюдаемой структуры: галактик, а также групп, скоплений и сверхскоплений галактик. А. ф. присутствуют, вероятно, уже на самых ранних стадиях эволюции Вселенной — вблизи космологич. сингулярности (см. *Сингулярность космологическая*). Они представляют собой неоднородности плотности и потенц. возмущения скорости в-ва, к-рые нарушают однородное и изотропное расширение Вселенной и, нарастая под действием сил тяготения, приводят к образованию гравитационно обособленных космич. тел. А. ф. сохраняют уд. *энтропию* строго неизменной по пространству — отсюда их название (см. *Адиабатический процесс*). Постоянство уд. энтропии является, согласно совр. теориям (см. *Барионная асимметрия Вселенной*), одним из важнейших свойств ранней Вселенной.

В ходе эволюции Вселенной мелкомасштабные А. ф. испытывают сильное затухание. В *космологических моделях*, в к-рых предполагается, что в настоящее время осн. вклад в плотность вещества дают *барионы*, это затухание происходит на стадии ионизованного водорода и вызвано диссипативным взаимодействием водородно-гелиевой плазмы с фотонами, заполняющими Вселенную. Граничный масштаб А. ф., испытывающий затухание, если определять его массой вовлечённых во флуктуацию барионов M_d, зависит от атомных констант и параметров рассматриваемой космологич. модели (*Хаббла постоянной* H_0 и безразмерной ср. плотности Вселенной Ω_0, см. *Космология*). Значение M_d оценивается по аппроксимационной ф-ле

$$M_d = \frac{4}{3}\pi\bar{\rho}_b k_d^{-3} \approx 1{,}3\cdot 10^{12}(\Omega_0 h^2)^{-3/2} M_\odot,$$

где $k_d = 2\pi/\lambda_d$ — *волновое число*, соответствующее масштабу затухания в спектре А. ф., $\bar{\rho}_b$ — ср. плотность барионов, $h = H_0/[100$ км/(с·Мпк)] — безразмерный параметр. Ф-ла приближённо справедлива при $0{,}01 < \Omega_0 h^2 < 1$.

В моделях Вселенной, где по своему вкладу в массу доминируют слабовзаимодействующие частицы, обладающие массой покоя (напр., электронное нейтрино с предполагаемой массой $m_\nu \approx 10$—100 эВ и, возможно, нестабильное), затухание мелкомасштабных А. ф. вызвано эффектом перемешивания — аналог *Ландау затухания* — на стадии, когда слабовзаимодействующие частицы были релятивистскими. Граничный масштаб затухания $M_\nu \sim m_{pl}(m_{pl}/m_\nu)^2$, где $m_{pl} \sim (c\hbar/G)^{1/2}$ — т. н. планковская масса. В случае электронных нейтрино $M_\nu \sim 10^{15} M_\odot$.

Информация об А. ф., существовавших в эпоху рекомбинации водорода (при $z \sim 10^3$, где z — *красное смещение*), сохраняется в угл. флуктуациях темп-ры *микроволнового фонового излучения* $\Delta T/T$. Поэтому данные наблюдений величины $\Delta T/T$ позволяют оценить верхние пределы амплитуды А. ф. разных масштабов в эпоху рекомбинации. По-видимому, амплитуда А. ф. в масштабах $\sim M_\nu$ в то время составляла $\sim 0{,}1\%$.

К моменту рекомбинации затухают мелкомасштабные А. ф. и остаются флуктуации с массой $> M_d$ (или M_ν). После рекомбинации сохранившиеся крупномасштабные неоднородности плотности растут под действием гравитации, не испытывая противодействия со стороны сил упругости (давления), т. к. M_d и M_ν существенно превышают критич. джинсовскую массу в эту эпоху (см. *Гравитационная неустойчивость*). Поэтому образование структуры на нелинейной стадии роста А. ф. начинается с концентрации слабовзаимодействующих частиц и барионов в сильно сплюснутые облака — т. н. блины (вероятно, при $z \approx 4$). «Блины», обладающие массами $\approx M_d$ (или M_ν), являются предшественниками совр. сверхскоплений галактик. В этой модели галактики образуются внутри «блинов» путём фрагментации их на части, к-рая вызвана сложными газодинамич., тепловыми и гравитац. процессами. Наряду с образованием «блинов» теория предсказывает рождение на более поздней стадии эволюции волокнистых и компактных сгущений массы примерно того же масштаба, к-рые вместе с «блинами» образуют единую ячеисто-сетчатую крупномасштабную структуру Вселенной. Если осн. масса Вселенной заключена в гипотетич. слабовзаимодействующих частицах типа аксионов, фотино, гравитино, то теория предсказывает более сложную картину происхождения структуры Вселенной из А. ф., в к-рой скопления и сверхскопления галактик образуются несколько позже самих галактик.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Шандарин С. Ф., Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Крупномасштабная структура Вселенной, «УФН», 1983, т. 139, с. 83.

С. Ф. Шандарин.

АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС (адиабатный процесс) — термодинамич. процесс, происходящий в системе без теплообмена с окружающей средой ($\delta Q = 0$), т. е. в адиабатически изолир. системе, состояние к-рой можно изменить только путём изменения внеш. параметров. Понятие адиабатич. изоляции является идеализацией теплоизолирующих оболочек или сосудов Дьюара (адиабатные оболочки). Изменение темп-ры внеш. тел не оказывает влияния на адиабатически изолир. системы, а их энергия U может изменяться только за счёт работы, совершаемой системой (или над ней). Согласно *первому началу термодинамики*, при обратимом А. п. для однородной системы $dQ = dU + PdV = 0$, где V — объём системы, P — давление, а в общем случае $dQ = dU + \Sigma_j A_j da_j = 0$, где a_j — внеш. параметры, A_j — термодинамич. силы. Согласно *второму началу термодинамики*, при обратимом А. п. энтропия постоянна, $dS = dQ/T = 0$, а при необратимом — возрастает. Очень быстрые процессы, при к-рых не успевает произойти теплообмен с окружающей средой, напр. при распространении звука, можно рассматривать как А. п. Энтропия каждого малого элемента жидкости при его движении со скоростью $\boldsymbol{v}$ остаётся постоянной, поэтому полная производная энтропии s, отнесённой к единице массы, равна нулю, $ds/dt = \partial s/\partial t + \boldsymbol{v}\cdot\mathrm{grad}\,s = 0$ (условие адиабатичности). Простым примером А. п. является сжатие (или расширение) газа в теплоизолир. цилиндре с теплоизолир. поршнем: при сжатии темп-ра возрастает, при расширении — убывает. Др. примером А. п. может служить адиабатич. размагничивание, к-рое используют в методе *магнитного охлаждения*. Обратимый А. п., наз. также изоэнтропийным, изображается на диаграмме состояния *адиабатой* (изоэнтропой).

Лит. см. при ст. *Термодинамика.*

Д. Н. Зубарев.

АДИАБАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ — метод приближённого решения задач квантовой механики, применяемый для описания квантовых систем, в к-рых можно выделить «быструю» и «медленную» подсистемы. Исходная задача решается в два этапа: сначала рассматривается движение быстрой подсистемы при фиксир. координатах медленной подсистемы, а затем учитывается движение последней.

Если $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{R}$ — соответственно координаты быстрой и медленной подсистем, то полный *гамильтониан* системы можно представить в виде

$$\hat{H}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{R}) = \hat{T}_{\text{м}}(\boldsymbol{R}) + \hat{T}_{\text{б}}(\boldsymbol{r}) + \hat{V}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{R}),$$

где $\hat{T}_{\text{б}}(\boldsymbol{r})$ и $\hat{T}_{\text{м}}(\boldsymbol{R})$ — операторы кинетич. энергии быстрой и медленной подсистем, а $\hat{V}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{R})$ — оператор потенциальной энергии всей системы. В А. п. из решения ур-ния

$$\{\hat{T}_{\text{б}}(\boldsymbol{r}) + \hat{V}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{R})\}\varphi_i(\boldsymbol{r}; R) = \mathscr{E}_i(R)\varphi_i(\boldsymbol{r}; R)$$

сначала находят волновые ф-ции $\varphi_i(\boldsymbol{r}; R)$ быстрой подсистемы при фиксир. значениях координат $\boldsymbol{R}$ и собств. значения энергии $\mathscr{E}_i(R)$ быстрой подсистемы (*термы спектральные*), к-рые зависят от координат R медленной подсистемы так, как от параметра.

Полная волновая ф-ция системы представляется в виде разложения по базису $\varphi_i(\boldsymbol{r}; R)$:

$$\Psi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{R}) = \Sigma_j \varphi_j(\boldsymbol{r}, R)\,\psi_j(\boldsymbol{R}),$$

где под знаком суммы следует понимать не только суммирование по дискретному спектру, но также интегрирование по сплошному спектру j оператора $\hat{T}_{\text{б}}(\boldsymbol{r}) + \hat{V}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{R})$. При подстановке этого разложения в ур-ние Шрёдингера

$$\{\hat{H}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{R}) - \mathscr{E}\}\Psi(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{R}) = 0,$$

где $\mathscr{E}$ — энергия всей системы, домножении его слева на ф-ции $\varphi_i(\boldsymbol{r}; R)$ и интегрировании по переменным $\boldsymbol{r}$ возникает бесконечная система ур-ний

$$\{\hat{T}_{\text{м}}(\boldsymbol{R}) - \mathscr{E} + \mathscr{E}_i(R) + U_{ii}(\boldsymbol{R})\}\psi_i(\boldsymbol{R}) = -\sum_{j\neq i} U_{ij}(\boldsymbol{R})\psi_j(\boldsymbol{R})$$

для ф-ций $\psi_j(\boldsymbol{R})$, описывающих движение медленной подсистемы в эфф. потенциалах $\mathcal{E}_i(R)$ и

$$U_{ij}(\boldsymbol{R}) = \int \varphi_i^*(\boldsymbol{r};\ \boldsymbol{R})\ \hat{T}_{\text{м}}(\boldsymbol{R})\ \varphi_j(\boldsymbol{r};\ R)\, d\boldsymbol{r},$$

создаваемых движением быстрой подсистемы.

Эта система ур-ний полностью эквивалентна исходному ур-нию Шрёдингера с гамильтонианом $\hat{H}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{R})$. Она может быть использована для прецизионных расчётов свойств квантовых систем, точность к-рых сравнима с точностью наилучших расчётов, проведённых вариационными методами. Такое описание квантовых систем получило в англоязычной литературе назв. метода возмущённых стационарных состояний; в совр. литературе используют также термин «адиабатич. представление», наиб. адекватно отражающий суть и особенности обсуждаемого подхода.

Собственно А. п. в его первонач. формулировке, известное в литературе как Борна — Оппенгеймера метод, состоит в предположении, что $U_{ij}(\boldsymbol{R})=0$. В этом случае волновую ф-цию системы можно приближённо представить в виде произведения:

$$\Psi(\boldsymbol{r},\ \boldsymbol{R}) = \varphi_i(\boldsymbol{r},\ R)\ \psi_i(\boldsymbol{R}),$$

т. е. движения быстрой и медленной подсистем в данном приближении независимы. Для уточнения такого приближённого решения необходимо учесть неадиабатич. матричные элементы $U_{ij}(\boldsymbol{R})$, осуществляющие связь между движениями медленной и быстрой подсистем.

«Классич. область» приложения А. п. в квантовой механике — теория *молекулярных спектров*, а методически наиболее простой случай его использования — молекулярный ион водорода H_2^+. В теории спектров молекул оператор $\hat{T}_6(\boldsymbol{r})$ соответствует движению электронов, а оператор $T_{\text{м}}(\boldsymbol{R})$ — относит. движению ядер в молекуле. Следуя Борну и Оппенгеймеру, можно ввести параметр неадиабатичности $\varkappa = (m/M)^{1/4}$, где m — масса электрона, а M — приведённая масса ядер молекулы. Физ. смысл параметра $\varkappa$ — отношение среднеквадратичного отклонения ядер от положения равновесия к размеру молекулы, к-рый определяется протяжённостью электронного облака. Используя параметр $\varkappa$, полную энергию $\mathcal{E}$ системы можно приближённо представить в виде

$$\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_{\text{ад}} = \mathcal{E}_{\text{эл}} + \mathcal{E}_{\text{кол}} + \mathcal{E}_{\text{вр}},$$

где $\mathcal{E}_{\text{эл}} \approx \mathcal{E}_i\ (R_0)$ — энергия электронов в молекуле, приближённо равная значению терма $\mathcal{E}_i(R)$ при равновесном расстоянии R_0 между ядрами, $\mathcal{E}_{\text{кол}} \approx \varkappa^2 \mathcal{E}_{\text{эл}}$ — энергия колебаний ядер вблизи положения равновесия R_0, $\mathcal{E}_{\text{вр}} \approx \varkappa^4 \mathcal{E}_{\text{эл}}$ — вращат. энергия молекулы.

Указанный результат для $\mathcal{E}_{\text{ад}}$ следует из ур-ний адиабатич. подхода при отбрасывании матричных элементов $U_{ij}(\boldsymbol{R})$ при $i \neq j$. Недиагональные матричные элементы $U_{ij}(\boldsymbol{R})$ имеют порядок малости $\sim\varkappa^4 = m/M$ и описывают связь колебаний с вращениями молекулы и другие, более тонкие эффекты. Их учёт приводит к появлению в разложении для $\mathcal{E}$ по степеням $\varkappa$ членов $\sim\varkappa^6$ и более высоких.

А. п. эффективно используется также в квантовой химии для построения волновых ф-ций многоэлектронных молекул, в атомной физике при описании медленных столкновений атомов и молекул и в теории твёрдых тел.

Лит.: Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; Давыдов А. С., Квантовая механика, 2 изд., М., 1973; Слэтер Дж., Электронная структура молекул, пер. с англ., М., 1965; Никитин Е. Е., Уманский С. Я., Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях, М., 1979.

Л. И. Пономарёв.

АДИАБАТИ́ЧЕСКОЕ РАЗМАГНИ́ЧИВАНИЕ — см. *Магнитное охлаждение.*

АДРО́ННЫЕ А́ТОМЫ — атомоподобные системы, в к-рых положительно заряж. ядро за счёт кулоновского притяжения удерживает отрицат. *адрон*. Наблюдались пионные (π^-), каонные (K^-), антипротонные ($\bar{p}$) и гиперонные (Σ^-) атомы. Изучение А. а. даёт информацию и об адроне и о ядре (масса и магн. момент адрона, распределение вещества в ядре, поляризуемость адрона и ядра), а также об их взаимодействии (рассеяние и поглощение адрона ядром).

А. а. образуется при замедлении отрицат. адрона в веществе. Адрон захватывается атомом с образованием высоковозбуждённого состояния с главным квантовым числом $n > (m/m_e)^{1/2}$, где m — масса адрона, m_e — масса электрона (при таких n радиус атомной орбиты адрона, обратно пропорциональный его массе, сравним с радиусами электронных орбит). Возбуждение атома снимается за счёт каскада оже-переходов и электрич. дипольных переходов адрона с одного уровня на другой, сопровождающихся испусканием рентг. излучения (см. *Мультипольное излучение, оже-спектроскопия*). При этом преимущественно заселяются круговые орбиты, т. е. состояния с $l = n-1$, где l — момент кол-ва движения. Когда адрон достигает состояний с небольшими n, становятся существ. эффекты *сильного взаимодействия*, что приводит к захвату адрона ядром.

Атомные уровни, между к-рыми происходит переход адрона, сопровождаемый рентг. излучением, имеют в осн. такую же природу, что и уровни в обычных электронных атомах. Их положение приближённо описывается решением *Клейна — Гордона уравнения* для пионных атомов или *Дирака уравнения* для K^--, $\bar{p}$- и Σ^--атомов в случае точечного ядра с зарядом Z. Т. к. масса адрона много больше массы электрона, то в состояниях с $n < 5-6$ адрон находится внутри самой глубокой электронной оболочки, где экранирование поля ядра несущественно, т. е. имеет место водородоподобная система (поправки на экранирование существенны лишь при больших n). Небольшие поправки возникают из-за учёта конечности размеров ядра и *поляризации вакуума*. Кроме того, для пионных орбит существенны эффекты, связанные с сильным адрон-ядерным взаимодействием. Радиус орбиты адрона, как правило, много больше размера ядра, напр. для ^7Li радиусы $1s$-состояний пионного и антипротонного атомов составляют 67фм и 10фм (для обычного атома $1{,}8 \cdot 10^4$ фм). Тем не менее с нек-рой долей вероятности адрон находится внутри ядра, что приводит к сдвигу и уширению уровня энергии за счёт сильного взаимодействия. Сдвиг уровня $\Delta\mathcal{E}$ связан с длиной адрон-ядерного рассеяния a (т. е. с *амплитудой рассеяния* при нулевой энергии системы, см. *Рассеяние микрочастиц*) соотношением, к-рое для s-состояний имеет вид

$$\Delta\mathcal{E} = -\frac{2\pi}{\mu}\, a\ |\psi(0)|^2. \qquad (1)$$

Здесь μ — приведённая масса адрона и ядра, а $\psi(0)$ — значение кулоновской волновой ф-ции адрона в центре ядра. Уширение уровня позволяет определить вероятность захвата адрона ядром.

При эксперим. исследовании А. а. измеряется энергия рентг. излучения (с помощью полупроводниковых детекторов либо кристалл-дифракц. спектрометров). Достигнутая точность в определении положения линии составляет 2 эВ. Как правило, ширины $\Gamma > 100$ эВ определяются непосредственно, а $\Gamma \sim 0{,}1-10$ эВ — из соотношения интенсивностей разл. линий (рис. 1). Из рис. видно, как линия $2p-1s$ пионного атома выделяется среди интенсивных линий, принадлежащих *мюонным атомам*, возникновение к-рых неизбежно вследствие распада π^--мезонов на лету (слева — калибровочная линия).

Наиб. изучены пионные атомы. Измерения сдвигов и ширин переходов (обусловленных сдвигом и уширeвием ниж. уровня) $2p-1s$ в атомах от ^{3}He до ^{24}Mg; $3d-2p$-переходов от ^{24}Mg до ^{84}Kr; а также переходов $4f-3d$ и $5g-4f$ в широком диапазоне элементов позволяют сформулировать особенность π^--атома: сдвиги $1s$-уровней отрицательны, т. е. отвечают отталкиванию пиона от ядра, сдвиги всех уровней с более высокими

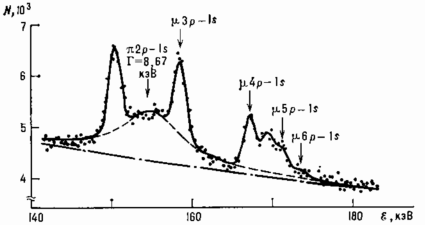


Рис. 1. Рентгеновский спектр пионного атома ^{18}O при энергиях $\mathcal{E}$ вблизи линии $2p \to 1s$ (приняты обозначения, обычные для атомных спектров).

l положительны, т. е. соответствуют притяжению. Такое поведение описывают введением нелокального онтич. потенциала пион-ядерного взаимодействия, содержащего зависимость от скорости π^- [1, 2]. Теоретич. соображения приводят к выводу о том, что сдвиги энергии $\Delta\mathcal{E}$ и ширины Γ состояний с орбитальным моментом l должны возрастать с ат. номером Z пропорционально $Z^{4(2l+3)/2}$, что приближённо выполняется (рис. 2). Теория, как правило, даёт хорошее

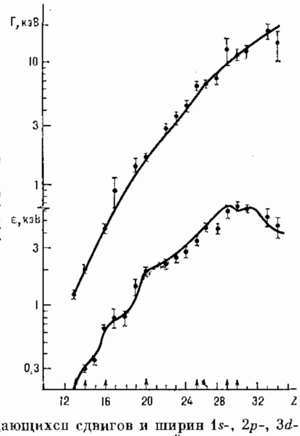


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и теоретических значений сдвигов $\mathcal{E}$ и ширин Γ $2p$-уровней пионных атомов (теоретические точки соединены линиями).

описание наблюдающихся сдвигов и ширин $1s$-, $2p$-, $3d$- и $4f$-уровней, за исключением легчайших атомов и (в ряде случаев) атомов с максимальным Z, при к-ром наблюдается соответствующая линия (т. е. в атоме с Z, на 1 большим, пион просто не доходит до соответствующего состояния, т. к. захватывается ядром с более высокой орбиты). Прецизионное определение массы пиона, к-рая входит как параметр в ф-лу для энергии уровня, но энергиям переходов $5g-4f$ и $6h-5g$, даёт значение $m_{\pi^-}=139{,}568\pm0{,}002$ МэВ (см. *Пионы*).

Эксперим. изучение каонных атомов, с одной стороны, затруднено из-за меньшей интенсивности имеющихся пучков медленных *каонов*, а с другой — облегчено тем, что в K^--атомах сдвиги и уширение уровней гораздо большие, чем в π^-. Это — следствие большой интенсивности каон-нуклонного взаимодействия при низких энергиях по сравнению с пион-нуклонным. Теоретич. интерпретация эксперим. данных по каонным атомам (от H до U) затруднена наличием близкого подпорогового *резонанса* Λ (1405) в системе K^-p и сильным поглощением каона свободным нуклоном [2]. Наличие аномально большого сдвига $2p$-уровня в А. а. K^-—^{4}He указывает на возможность существования в этой системе слабосвязанного ядерного p-состояния. Точное значение массы каона, полученное из измерений рентг. спектров высоких переходов каонных атомов, $m_{K^-}=493{,}664\pm0{,}018$ МэВ.

Пучки Σ-*гиперонов* нельзя создать вследствие очень короткого времени жизни ($1{,}5\cdot10^{-10}$ с) Σ-гиперона. Однако Σ-гиперонные атомы могут образовываться во вторичных взаимодействиях при торможении K^- в мишени. Эксперим. данные по сдвигам и ширинам уровней Σ^--гиперонных атомов (с 1978) пока скудны (ок. 10 переходов в ядрах от C до Ba). Из расщепления атомного уровня на подуровни тонкой структуры определён магн. момент Σ^--гиперона ($-1{,}48\pm0{,}37$ *ядерных магнетонов*).

Изучение антипротонных атомов началось в 1970, точность измерений $\Delta\mathcal{E}$ и Γ уровней мала, что обусловлено слабой интенсивностью антипротонных пучков. Качеств. скачок в точности результатов ожидается от экспериментов на установке LEAR (ЦЕРН), к-рая даёт пучки антипротонов низкой энергии с интенсивностью 10^6 $\tilde{p}/c$. Исследования антипротонных атомов, в первую очередь системы $\tilde{p}p$, позволят выяснить возможность существования квазиядерных связанных состояний в системе нуклон-антинуклон (см. *Барионий* [3]). Масса антипротона из измерений рентг. спектров $m_{\tilde{p}}=938{,}202\pm0{,}036$ МэВ, что согласуется с массой протона. По тонкому расщеплению уровней найден магн. момент антипротона, равный $2{,}795\pm$ $\pm0{,}019$ ядерного магнетона, что также согласуется с магн. моментом протона (2,793 ядерного магнетона).

Изучение А. а. может дать информацию о поляризуемости адрона, у к-рого в сильном электрич. поле на атомной орбите появляется наведённый дипольный момент, что приводит к дополнит. сдвигу уровня энергии. Верхняя оценка поляризуемости каона 0,02 фм^2.

Лит.: 1) Бакенштосс Г., Пионные атомы, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 107, с. 405; 2) Бетти С. Дж., Экзотические атомы, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 164; 3) Шапиро И. С., Ядра из барионов и антибарионов, «УФН», 1978, т. 125, с. 577; 4) Бархоп Э., Экзотические атомы, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 106, с. 528.

В. М. Колыбасов.

АДРО́НЫ (от греч. hadrós — большой, сильный; термин предложен Л. Б. Окунем в 1967) — частицы, участвующие в *сильном взаимодействии*. К А. относятся все *барионы* (в т. ч. нуклоны — протон и нейтрон) и *мезоны*. А. обладают сохраняющимися в процессах сильного взаимодействия квантовыми числами: *странностью*, *очарованием*, *красотой* и др. Близкие по массе А., имеющие одинаковые значения указанных квантовых чисел, а также *барионного числа* и спина могут быть объединены в *изотопические мультиплеты*, включающие в себя А. с разл. электрич. зарядами. Изотонич. мультиплеты, отличающиеся только значением странности, могут быть, в свою очередь, объединены в более обширные группы частиц — супермультиплеты группы $SU(3)$.

В свободном состоянии все А. (за исключением, возможно, протона) нестабильны. Те из них, к-рые распадаются благодаря сильному взаимодействию, имеют характерное время жизни порядка 10^{-22}—10^{-23} с и наз. *резонансами* (исключение — т. н. векторные мезоны со скрытым очарованием: J/ψ, ψ' или со скрытой красотой: γ, γ', γ'', время жизни к-рых $\sim10^{-20}$ с). А., распадающиеся за счёт слабого или эл.-магн. взаимодействия, условно наз. стабильными, поскольку их время жизни на много порядков больше характерного времени сильного взаимодействия. К «стабильным» (в этом смысле) А., кроме нуклонов, относятся *гипероны* Λ, Σ, Ξ, Ω, барион Λ_c, мезоны π, K, η, очарованные мезоны D, F и др.

А. представляют собой составные системы. Большинство известных барионов состоит из трёх кварков, а мезоны — из кварка и антикварка (хотя возможны состояния, имеющие в своём составе дополнит. пары кварк-антикварк, напр. мезоны из 2 кварков и 2 антикварков). Значения странности, очарования и др. подобных квантовых чисел А. определяются числом входящих в их состав странных (s), очарованных (c), красивых (b) и др. возможных типов (ароматов) кварков и соответствующих антикварков.

Лит. см. при ст. *Сильное взаимодействие*, *Элементарные частицы*. *С. С. Герштейн.*

АДСО́РБЦИЯ (от лат. ad — на, при и sorbeo — поглощаю) — преимущественное концентрирование молекул газа или растворённого в жидкости вещества (а д с о р б а т а) на поверхности жидкости или твёрдого тела (а д с о р б е н т а), а также растворённого в жидкости вещества на границе её раздела с газовой фазой. Частный случай *сорбции*. Один из важнейших типов поверхностных явлений.

Явление А. связано с тем, что силы *межмолекулярного взаимодействия* на границе раздела фаз не скомпенсированы, и, следовательно, пограничный слой обладает избытком энергии — свободной *поверхностной энергией*. В результате притяжения поверхностью раздела фаз находящихся вблизи неё молекул адсорбата свободная поверхностная энергия уменьшается, т. е. процессы А. энергетически выгодны.

В зависимости от характера взаимодействия молекул адсорбата и адсорбента различают ф и з и ч е с к у ю А. и х е м о с о р б ц и ю. Физ. А. обусловлена силами межмолекулярного взаимодействия и не сопровождается существ. изменением электронной структуры молекул адсорбата. Физ. А. может быть как монослойной (с образованием *мономолекулярного слоя*), так и полимолекулярной (многослойной). При А. электролитов из их растворов обычно возникает *двойной электрический слой*. Если жидкий адсорбат смачивает пористый адсорбент, то в порах последнего может происходить *капиллярная конденсация*. При физ. А. адсорбир. молекулы обычно обладают поверхностной подвижностью.

При хемосорбции между атомами (молекулами) адсорбента и адсорбата образуется хим. связь, т. е. хемосорбцию можно рассматривать как хим. реакцию, область протекания к-рой ограничена поверхностным слоем. В нек-рых случаях на одной поверхности могут протекать оба типа А. одновременно. В случае не слишком пористых адсорбентов физ. А. имеет место, как правило, при темп-рах ниже критич. темп-ры конденсации адсорбата, хемосорбция же чаще всего протекает при гораздо более высоких темп-рах. Однако в нек-рых системах физ. А. может протекать при темп-рах, значительно превышающих критич. темп-ру конденсации адсорбата. Как и любые хим. реакции, процессы хемосорбции носят специфичный характер (т. е. адсорбент хемосорбирует не любые молекулы, а лишь те, к-рые вступают в реакцию с атомами поверхности); в нек-рых случаях специфичность может проявляться и при физ. А.

Физ. характеристики А. Количеств. характеристикой А. является величина Γ, представляющая собой избыток адсорбата, приходящийся на единицу площади поверхностного слоя, по сравнению с кол-вом адсорбата в единицу объёма фазы адсорбента. Отношение $\theta=\Gamma/\Gamma_\infty$ наз. степенью (или долей) покрытия поверхности (Γ_∞ — предельно возможная величина монослойной А. для данной системы).

Процессы А. почти всегда сопровождаются выделением теплоты, наз. т е п л о т о й А., к-рая возрастает с увеличением прочности связи адсорбат — адсорбент и составляет обычно 8—25 кДж/моль (иногда до 80 кДж/моль) для физ. А. и, как правило, превышает 80 кДж/моль при хемосорбции. Если хемосорбция сопровождается диссоциацией адсорбир. молекул, может наблюдаться поглощение тепла. По мере заполнения поверхности теплота А. обычно уменьшается в результате неоднородного распределения свободной энергии на поверхности или латерального взаимодействия молекул в адсорбир. слое. Для адсорбентов, обладающих неск. типами адсорбирующих центров (см. ниже), теплота А. может быть различной для разных типов центров, и распределение свободной энергии на поверхности является дискретно-неоднородным. При переходе к полимолекулярной А. теплота А. понижается до величины, близкой к теплоте конденсации адсорбата. Если теплота А. сравнима с поверхностной энергией адсорбента, то в процессе А. может существенно меняться кристаллич. структура поверхности твёрдого тела, причём при физ. А. перестройке подвергаются в осн. поверхности молекулярных кристаллов, а в случае хемосорбции изменение поверхностной структуры наблюдается даже для металлов и ионных кристаллов.

Обратный А. процесс, при к-ром адсорбир. частицы покидают поверхность адсорбента, наз. д е с о р б ц и е й. Десорбция происходит в результате колебат. движения адсорбир. молекул вдоль направления действия силы притяжения между адсорбатом и адсорбентом. Период таких колебаний τ_0 обычно составляет 10^{-13} с. Скорость А. и с к о р о с т ь д е с о р б ц и и могут быть рассчитаны методами статистич. термодинамики. Скорость медленных процессов хемосорбции в большинстве случаев описывается ур-нием

$$dq/dt = a \exp(-\alpha q),$$

где q — кол-во адсорбир. вещества, a и α — константы, зависящие от темп-ры. При равенстве скоростей А. и десорбции устанавливается адсорбц. равновесие. Ср. продолжительность времени, к-рое частица находится в адсорбир. состоянии в равновесных условиях (в р е м я А.), $\tau=\tau_0\exp(Q/RT)$, где Q — теплота А., R — универсальная газовая постоянная, T — абс. темп-ра. Принято считать, что А. имеет место в том случае, когда τ достигает величины неск. периодов колебаний адсорбир. молекулы — время, за к-рое между ней и поверхностью успевает установиться энергетич. равновесие. Обычно время физ. А. составляет 10^{-12}—10^{-6} с, а время хемосорбции — св. 10^2 с. Время А. служит критерием обратимости процесса А.

Теория А. Единая теория, к-рая описывала бы любые процессы А., пока не создана; существующие частные теоретич. разработки основываются на разл. моделях. М о д е л ь л о к а л и з о в а н н о й (или ц е н т р о в о й) А. предполагает наличие на поверхности адсорбента т. н. ц е н т р о в А., представляющих собой либо строго определ. участки поверхности, на к-рых образуется сильная адсорбц. связь, либо распределённые по поверхности двумерные ячейки со слабым адсорбц. полем (полем сил межмолекулярного взаимодействия). В последнем случае предполагается наличие плотной упаковки молекул адсорбата на поверхности в пределах рассматриваемой ячейки. В основе м о д е л и д в у м е р н о й ф а з ы лежит положение о том, что адсорбир. монослой представляет собой неидеальный двумерный газ, однако полимолекулярное покрытие поверхности адсорбента в данной модели не рассматривается. И, наконец, п о т е н ц и а л ь н а я м о д е л ь А. базируется на представлении о потенц. поле поверхности твёрдого тела, в к-ром адсорбир. газ сжат вблизи поверхности и разрежен в наружных слоях. Эти различные в своей основе модели могут приводить к математически идентичным выражениям, хорошо согласующимся с эксперим. данными. Полуэмпирич. теории, основанные на рассмотренных моделях, не позволяют достаточно строго интерпретировать эксперим. данные, т. к. пока не удаётся учитывать энергетич. неоднородность поверхности, связанную с разл. природой центров А.

Осн. термодинамич. ур-нием, описывающим А., является ур-ние Гиббса:

$$\Gamma = -\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\mu}\right)_T,$$

где σ — *поверхностное натяжение* на границе раздела, μ — *химический потенциал* адсорбата. Ур-ние Гиббса можно использовать в качестве исходного для вывода ур-ний А. при разл. условиях. К ним, в первую очередь, относятся ур-ния и з о т е р м А., представляющие собой зависимость кол-ва адсорбир. вещества от давления p (или концентрации) адсорбата при пост. темп-ре.

Теория Ленгмюра позволяет вывести ур-ние одной из наиб. простых изотерм А., справедливое при строгой энергетич. однородности поверхности адсорбента, а также при отсутствии на поверхности латерального взаимодействия:

$$\theta = bp/(1+bp),$$

где b — константа, зависящая от темп-ры и характера взаимодействия адсорбат — адсорбент. Типичный вид изотермы Ленгмюра представлен кривой I на рис. 1. При низких значениях p, когда $bp \ll 1$ и $\theta \approx bp$, изотерма Ленгмюра описывает А. в т. н. о б л а с т и Г е н р и (см. *Генри закон*). На рис. 1 это

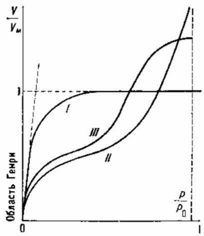


Рис. 1. Наиболее часто встречающиеся изотермы адсорбции.

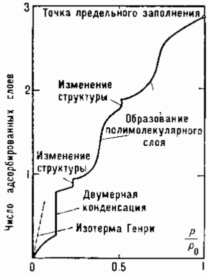


Рис. 2. Обобщённая изотерма адсорбции (изотерма Холси).

отражено прямолинейностью нач. участка изотермы, совпадающего с прямой пунктирной линией. Теория Ленгмюра применима к описанию монослойной физ. А. и хемосорбции, но лишь для огранич. числа систем. Узкая область применимости теории Ленгмюра объясняется, по-видимому, энергетич. неоднородностью поверхности, а также латеральным взаимодействием. Последний фактор в наиб. простом приближении можно учесть путём введения в ур-ние Ленгмюра вместо константы b константу

$$b' = b\exp(Z\omega\theta/RT),$$

где Z — *координационное число* центров А. на поверхности, ω — энергия латерального взаимодействия двух адсорбир. молекул.

Модель Ленгмюра имеет достаточно общий характер и служит основой для построения более развитых теорий, особенно хорошо описывающих хемосорбцию. Так, если допустить, что распределение числа центров А. по энергии носит экспоненц. характер, можно получить ур-ние изотермы Фрейндлиха, в большей степени, чем ур-ние Ленгмюра, применимое для описания процессов не только хемосорбции, но и физ. А.: $\theta = kp^{1/n}$, где $n > 1$ и k — постоянные. Использование экспериментально полученной линейной зависимости теплоты А. от степени заполнения поверхности при ср. значениях последней приводит к изотерме Шлыгина — Фрумкина для хемосорбции: $\theta = a\ln bp$ (a и b — константы).

Вид наиб. часто встречающихся эксперим. типов изотерм (кривые II и III на рис. 1) можно объяснить только на основе теорий, учитывающих полимолекулярность физ. А. Из них наиб. часто применяемой является теория Б р у н а у э р а — Э м м е т т а — Т е л л е р а (БЭТ), основанная на локализованной модели А. с центрами в виде двумерных ячеек и отсутствии латерального взаимодействия. Её гл. положения — непостоянство толщины адсорбц. слоя на разных участках поверхности и равенство теплот А. теплоте конденсации адсорбата во всех слоях, начиная со второго. Ур-ние изотермы БЭТ имеет вид

$$\frac{p}{V(p_0-p)} = \frac{1}{V_м C} + \frac{C-1}{V_м C}\cdot\frac{p}{p_0},$$

где p_0 — давление насыщенного пара адсорбата, V — объём адсорбир. вещества, $V_м$ — ёмкость монослоя, $C = g\exp[(Q-Q_L)/RT]$, g — статистич. множитель (обычно $g \approx 1$), Q_L — теплота конденсации адсорбата. При малых относит. давлениях $p/p_0 \ll 1$ ур-ние БЭТ переходит в ур-ние Ленгмюра $V/V_м = \theta = bp/(1+bp)$ (где $b = c/p_0$). Существуют модификации теории, применимые к пористым адсорбентам в области капиллярной конденсации (кривая III). Теория БЭТ не учитывает латерального взаимодействия, что является её существ. недостатком, наряду с предположением о равенстве теплоты А. теплоте конденсации уже во втором слое. На основе теории БЭТ получено большое число эмпирич. ур-ний, позволяющих описать вид изотерм в нек-рых конкретных адсорбц. системах, но не являющихся универсальными.

В потенц. теории А. (т. н. теория Поляни) полагается, что А. протекает под действием не зависящего от темп-ры потенциала $\varepsilon(r)$, численно равного работе, совершаемой адсорбц. силами при переносе молекулы адсорбата из газовой фазы в данную точку, находящуюся на расстоянии r от поверхности адсорбента; при этом свободная энергия адсорбата увеличивается за счёт сжатия последнего и $\varepsilon(r) = \int_p^{p_r} V dp$. На основании потенц. модели можно для каждой адсорбц. системы построить характеристическую кривую $\varepsilon = \varepsilon(V/V_м)$ [в полимолекулярной области $\varepsilon = \varepsilon(\theta)$ и характеристическая кривая может описывать энергетич. неоднородность поверхности]; с её помощью можно рассчитывать изотермы А. при разл. темп-рах, а также по изотерме А. одного адсорбата рассчитать изотерму А. для другого.

В теории, основанной на модели двумерной фазы, вводят ур-ния состояния двумерного газа, аналогичные соответствующим ур-ниям состояния газа в трёхмерном пространстве, напр. ур-ние состояния типа ур-ния Менделеева — Клапейрона: $\eta S = nRT$, где η — давление в двумерном слое, S — площадь поверхности, занятой адсорбатом, n — число молей адсорбир. вещества. На практике используют обычно одно из ур-ний состояния реального газа и с его помощью выводят ур-ния, описывающие изотермы, аналогичные изотерме I на рис. 1. Кроме того, теория А. на основе модели двумерной фазы находится в определ. соответствии с потенц. моделью, если ф-ция $\varepsilon(r)$ имеет вид прямоуг. потенц. ямы.

Плавная форма изотерм А., по-видимому, является следствием энергетич. неоднородности поверхности. В то же время адсорбаты и их комплексы с адсорбентами могут претерпевать на поверхности фазовые переходы, проявляющиеся лишь в условиях строгой энергетич. однородности поверхности в форме ступенек и изломов на эксперим. изотермах. Обобщённая (модельная) изотерма Холси (рис. 2) отражает разл.

типы фазовых переходов, соответствующих как субмонослойной области, так и области полимолекулярной А. Возможность всех подобных типов переходов была подтверждена экспериментально.

Все перечисленные модели и теории относятся, в первую очередь, к А. на твёрдых адсорбентах из газовой фазы, однако с небольшими изменениями они пригодны и для описания А. из растворов.

Особое место занимает А. растворённого вещества на границе раздела жидкость — воздух. Согласно ур-нию Гиббса, величина А. таких веществ

$$\Gamma = -(a/RT)\frac{\partial\sigma}{\partial a},$$

где a — активность растворённого вещества. Соединения, для к-рых $\partial\sigma/\partial a<0$, т. е. $\Gamma>0$, наз. *поверхностно-активными веществами* (ПАВ); они характеризуются, как правило, полярностью более низкой, чем полярность растворителя. А. ПАВ носит обычно характер монослойной физ. А. и хорошо описывается теорией Ленгмюра.

Помимо изотерм А., на практике часто пользуются изостерами А., выражающими зависимость между равновесным давлением и темп-рой А. для определ. кол-ва адсорбир. вещества. При помощи изостер, полученных методом термодесорбции, осуществляют обычно вычисление теплот А., к-рые можно определять также методом калориметрии. Для изучения А. в настоящее время применяется также разнообразный арсенал совр. методов исследования вещества. Для определения кол-ва адсорбир. вещества, числа адсорбц. центров и величины адсорбир. поверхности используют машинные методы анализа эксперим. изотерм, а также гравиметрич. и радиоизотопный методы и высокотемпературную газовую хроматографию. Поверхность адсорбентов исследуют с помощью методов рентгеновского структурного анализа и электронографии, *оже-спектроскопии*, *мёссбауэровской спектроскопии*, рентгеновской и рентгеноэлектронной спектроскопии, масс-спектроскопии, а также электронной микроскопии, мюонного и позитронного методов. Для изучения молекул в адсорбир. состоянии используют флэш-десорбцию (см. *Десорбция*), все виды оптической и резонансной спектроскопии, дифракцию медленных электронов, магн. методы, методы электронного или ионного проекторов, а также всевозможные электрохим. методы.

А. играет важную роль во мн. природных процессах, в первую очередь в обогащении почв и образовании вторичных рудных месторождений. Явление А. широко используется для разделения сложных газовых и жидких смесей (хроматография), а также смесей электролитов (ионообменная хроматография), в процессах крашения и протравливания, флотации и стабилизации дисперсных систем. А. имеет важное значение в гетерогенно-каталитич. хим. реакциях, во мн. биол. процессах — одним словом везде, где существ. роль играют поверхностные явления.

Лит.: Трепнел Б., Хемосорбция, пер. с англ., М., 1958; Грег С., Синг К., Адсорбция, удельная поверхность, пористость, пер. с англ., 2 изд., М., 1984; Межфазовая граница газ — твердое тело, пер. с англ., М., 1970; Основные проблемы теории физической адсорбции, М., 1970; Адсорбция растворенных веществ, К., 1977; Адамсон А., Физическая химия поверхностей, пер. с англ., М., 1979. *А. Х. Кероглу.*

АЗИМУТА́ЛЬНОЕ КВА́НТОВОЕ ЧИСЛО́ (орбитальное квантовое число) — см. в ст. *Квантовые числа*.

АЗО́Т (от греч. а- — приставка, здесь означающая отсутствие, и zōē — жизнь; лат. Nitrogenium), N,— хим. элемент V группы периодич. системы элементов; ат. номер 7, ат. масса 14,0067. Природный А. состоит из двух стабильных изотопов: ^{14}N (99,634%) и ^{15}N (0,366%). Из искусств. изотопов наиб. период полураспада имеет β^+-радиоактивный ^{13}N ($T_{1/2}$=9,96 мин). Ковалентный радиус 0,070 нм, радиус иона 0,148 нм. Электронная конфигурация $1s^22s^2p^3$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 14,533; 29,601; 47,454; 77,45 и 97,89 эВ. Значение электроотрицательности 3,0.

В обычных условиях А.— двухатомный газ. Молекула N_2 диамагнитна. Площадь, занимаемая ею при адсорбции на поверхности твёрдых тел, принята равной 0,162 нм². Энергия диссоциации молекулы N_2 велика и составляет при 0 К 941,6±0,6 кДж/моль. Молекулярный А. имеет $t_{пл}$=—210,0°С, $t_{кип}$= =—195,8°С. Плотность при норм. условиях 1,2506 кг/м³, жидкого А.—0,808 кг/дм³ (при —195,8°). Известны две модификации твёрдого А.: кубич. α-модификация с плотн. 1,0265 кг/дм³ (при —252,2°С), устойчивая ниже —237,5°С, и гексагональная β-модификация с плотн. 0,8792 кг/дм³ (при —210°С), устойчивая выше —237,5°С, $t_{крит}$=—149,9°С, $p_{крит}$=3,39 МПа, плотность в критич. состоянии 0,304 кг/дм³. Тройная точка: T=63,136 К, p=125 гПа. Теплота плавления 25,5 кДж/кг (при —210°С), теплота испарения 199,3 кДж/кг (при —195,55°С). Диэлектрич. проницаемость газа N_2 1,000538 (при 25°С и норм. давлении).

В соединениях А. проявляет степени окисления от —3 (в NH_3) до +5 (в N_2O_5); чаще всего 3-ковалентен за счёт неспаренных электронов. Молекулярный А. химически мало активен и обычно в реакцию либо не вступает вообще, либо вступает при очень высоких темп-рах, давлениях в присутствии катализаторов.

Важнейшие соединения А.— азотная к-та HNO_3 и её соли (нитраты), азотистая к-та HNO_2 и её соли (нитриты), аммиак NH_3, соли аммония. А. входит в состав мн. органич. соединений (нитросоединения, амины, аминокислоты, белки и др.). А., его оксиды и нек-рые др. соединения применяются в качестве активных сред в лазерах, нитрид ниобия NbN — в сверхпроводящих болометрах. Радионуклид ^{15}N используют в качестве меченого атома в хим. и биохим. исследованиях. *С. С. Бердоносов.*

АККРЕ́ЦИЯ (от лат. accretio — приращение, увеличение) — падение вещества на звезду (галактику или др. космич. тело) из окружающего пространства. Процессом, обратным А., является истечение вещества.

А. на одиночные звёзды происходит в начале и конце их эволюции. В процессе формирования звезды сначала образуется небольшое гидростатически равновесное ядро с массой порядка 0,01 нач. массы облака $M_н$, затем А. вещества из окружающей оболочки приводит к образованию звезды с массой $M \lesssim M_н$. Стадия А. сменяется истечением, к-рое преобладает вплоть до конца жизни звезды и препятствует А. На конечных стадиях эволюции звезда превращается в белый карлик, нейтронную звезду либо чёрную дыру, А. на к-рые сопровождается разнообразными наблюдат. проявлениями.

В тесных двойных звёздных системах, когда более массивная звезда переходит на стадию гиганта, она начинает интенсивно терять массу и за неск. тысяч лет масса компаньона может вырасти в неск. раз. Такая А. обычно наз. перетеканием. В тесной двойной системе А., как правило, мощнее, чем в случае одиночных звёзд.

В процессе А. происходит выделение гравитац. энергии, к-рая превращается в тепло и в итоге уходит в виде излучения. Скорость и темп-ра падающего вещества возрастают. Картина А. вещества на звезду в значит. степени определяется скоростью движения звезды относительно окружающего газа, моментом кол-ва движения падающего газа и наличием в окружающем ионизованном газе упорядоченного магн. поля. Можно выделить 4 осн. типа А., определяемых этими факторами.

А. газа без упорядоченного магн. поля с малым моментом кол-ва движения на покоящуюся звезду происходит сферически-симметрично. Для политропного ур-ния состояния $P=K\rho^\gamma$ (P — давление, ρ —

плотность аккрецирующего вещества, K — константа, γ — показатель *политропы*) ур-ния газодинамики в гравитац. потенциале звезды GM/r (r — расстояние от центра звезды) при стационарной А. сводятся к закону сохранения массы $4\pi\rho v r^2=\dot{M}$ ($\dot{M}$ — поток массы, v — скорость) и *Бернулли уравнению* $v^2/2+[\gamma/(\gamma-1)]\times\times P/\rho - GM/r=\text{const}$. Ур-ния, описывающие А. при $\gamma<{}^5/_3$, имеют седловую особую точку, в к-рой дозвуковое течение переходит в сверхзвуковое. В этой точке имеет место соотношение $v_c^2=\gamma P_c/\rho_c=GM/2r_c$; интегральные кривые в окрестности особой точки изображены на рис. 1. Аккреционная кривая ACK проходит через особую точку, и скорость на ней монотонно растёт при движении газа к центру. Хаотич. мелкомасштабное магн. поле не нарушает сферич. симметрии, но может существенно увеличить эффективность выделения энергии за счёт перехода кинетич. энергии в магнитную, а затем в тепловую при аннигиляции магн. поля (см. *Нейтральный токовый слой*) и последующего синхротронного излучения. В случае А. с магн. полем на чёрную дыру *светимость* достигает $0{,}3\ \dot{M}c^2$ (а без магн. поля $10^{-8}\dot{M}c^2$).

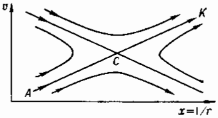


Рис. 1. Интегральные кривые в окрестности особой точки при сферически-симметричной аккреции.

При быстром сверхзвуковом движении звезды сквозь вещество газ огибает её и образует позади конич. ударную волну, внутри к-рой идёт А. (рис. 2).

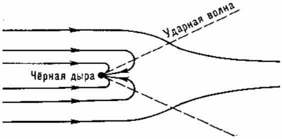


Рис. 2. Коническая аккреция на быстро движущуюся чёрную дыру (стрелками указаны направления движения вещества).

Когда масштаб неоднородности магн. поля значительно превышает критич. радиус r_c, возникает картина А., изображённая на рис. 3. Вокруг звезды образуется зона, в к-рой устанавливается равнораспределение между магн. энергией и кинетич. энергией падающего вещества. Из-за большой проводимости имеет место *вмороженность магнитного поля*. Вещество движется вдоль силовых линий, потоки вещества сталкиваются в плоскости симметрии и после высвечивания образуется сравнительно тонкий плотный диск, равновесие к-рого поддерживается балансом магн. и гравитац. сил. В диске из-за конечной проводимости условие вмороженности не выполняется, и вещество медленно просачивается к звезде, пока не достигнет её поверхности либо (в случае А. на чёрную дыру) не упадёт в чёрную дыру.

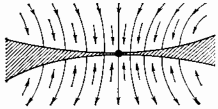


Рис. 3. Магнитная аккреция на чёрную дыру (упорядоченное поле). Короткие стрелки — движение вещества, длинные — силовые линии магнитного поля.

В двойной системе вещество, падающее на белый карлик, нейтронную звезду или чёрную дыру от компаньона — нормальной звезды, может обладать большим моментом кол-ва движения. В процессе падения скорость вещества увеличивается, и центробежная сила начинает уравновешивать гравитацию. В результате охлаждения вещество образует вращающийся тонкий аккреционный диск. Слои диска вращаются с почти кеплеровской скоростью $v_{\text{К}}=\sqrt{GM/r}$. Трение между слоями приводит к потере момента кол-ва движения и медленному движению газа к центру (рис. 4). В последних двух случаях потеря энергии происходит в виде излучения с поверхности аккреционных дисков, к-рые являются оптически толстыми.

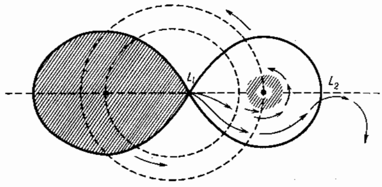


Рис. 4. Дисковая аккреция на чёрную дыру в двойной системе. Нормальная звезда заполняет свою критическую полость Роша. Вещество перетекает на чёрную дыру через внутреннюю точку Лагранжа L_1 и образует аккреционный диск (вид сверху). Стрелки указывают направление движения вещества.

Реальная картина А. может представлять собой сочетание разл. типов А. Напр., вещество с вмороженным упорядоченным магн. полем может обладать большим вращат. моментом либо падать на движущуюся звезду.

При А. на чёрную дыру, не имеющую поверхности, область падения газа (или аккреционный диск) является единств. местом, где выделяется гравитац. энергия, превращаясь в энергию излучения. При А. на белый карлик или нейтронную звезду половина (или более) гравитац. энергии выделяется у поверхности звезды. Если звезда не обладает магн. полем, то её поверхность нагревается либо из-за выделения энергии в ударной волне, возникающей при столкновении падающего потока с поверхностью, либо в тонком пограничном слое между аккреционным диском и медленно вращающейся звездой. Более сложная картина А. возникает в случае, когда звезда обладает сильным магн. полем. Пусть звезда радиуса r_0 обладает дипольным магн. полем $H\sim H_0 r_0^3/r^3$, плотность энергии к-рого у поверхности значительно превышает плотность кинетич. энергии. Плотность магн. энергии $\mathcal{E}_{\text{м}}\sim H_0^2(r_0/r)^6/8\pi$ вдали от звезды всегда мала, но с уменьшением радиуса растёт гораздо быстрее плотности кинетич. энергии $\mathcal{E}_{\text{к}}=\dot{M}(2GM)^{1/2}r^{-5/2}/8\pi$. Когда $\mathcal{E}_{\text{м}}$ станет порядка $\mathcal{E}_{\text{к}}$, магн. поле останавливает свободное падение. Радиус остановки наз. альвеновским радиусом: $r_{\text{A}}=[H_0^2 r_0^6 \dot{M}^{-1}(2GM)^{-1/2}]^{2/7}$. После достижения r_{A} вещество течёт вдоль силовых линий магн. поля и в районе магн. полюсов достигает поверхности звезды. Магн. полюса оказываются гораздо более горячими, чем остальные части поверхности звезды. Если излучение их окрестностей носит анизотропный характер и нейтронная звезда вращается вокруг оси, не совпадающей по направлению с магнитной, то возникает картина *рентгеновского пульсара*, наблюдаемая в двойных системах при наличии мощной А. Для того чтобы падающее вещество достигало магн. полюсов, необходимо его проникновение внутрь магнитосферы, к-рое происходит за счёт развития гидромагн. неустойчивостей типа неустойчивости Рэлея — Тейлора (см. *Неустойчивости плазмы*).

Поток излучения от аккрецирующего газа взаимодействует с потоком падающего вещества и замедляет его скорость. Когда радиац. сила F_r становится порядка силы притяжения F_G, происходит резкая перестройка аккреционного потока: скорость его падения замедляется, а плотность увеличивается. Светимость, соответствующая равенству $F_r=F_G$, наз. эддингтоновской светимостью $L_э=4\pi cGM/\varkappa \approx 1{,}3\cdot10^{38}$ ($M/M_{\odot}$) ($0{,}4/\varkappa$) эрг/с, где $\varkappa$ — непрозрачность вещества (см²/г). При больших плотностях окружающего газа возможна А. типа оседания с медленным дозвуковым движением газа к центру. Такой режим А. возможен на нейтронную звезду, находящуюся в центре нормальной (подобная ситуация может быть результатом эволюции тесной двойной системы).

Для чёрных дыр, не имеющих излучающей поверхности, излучение при А. является их осн. наблюдат. проявлением. Огромный гравитац. потенциал на поверхности нейтронной звезды приводит к выделению энергии при А. на неё $\sim 0{,}2\ \dot{M}c^2$ эрг/с. Нейтронные звёзды и, возможно, чёрные дыры в состоянии А. являются наиболее мощными рентг. источниками в Галактике со светимостью, достигающей $\sim 10^{38}$ эрг/с.

К важным следствиям приводит А. на белые карлики. В результате А. хим. состав поверхностных слоёв может существенно отличаться от хим. состава внутр. областей. Водородно-гелиевый слой на поверхности белого карлика с ростом массы слоя становится неустойчивым относительно ядерного горения. Происходит тепловая вспышка, приводящая к появлению *новой звезды*. Аналогичные термоядерные взрывы в слое у поверхности нейтронной звезды могут объяснить существование вспыхивающих рентг. источников.

Мощное нетепловое излучение и выбросы из активных ядер галактик и квазаров могут быть объяснены в рамках модели дисковой А. вещества (с упорядоченным магн. полем и большим вращат. моментом) на сверхмассивную ($M \approx 10^7-10^9\ M_{\odot}$) чёрную дыру.

Гигантские масштабы может иметь А. в скоплениях галактик. Находящийся там горячий газ ($\rho \approx 10^{-27}$ г/см³, $T \sim 10^8$К) охлаждается и может падать к центру, где обычно располагается наиб. массивная галактика скопления. Такой охлаждающийся аккреционый поток может приводить к активности ядра центральной галактики, а также объяснять наблюдаемое распределение газа в скоплениях галактик.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971.

Г. С. Бисноватый-Коган.

АКСИА́ЛЬНОГО ТО́КА ЧАСТИ́ЧНОЕ СОХРАНЕ́НИЕ в слабом взаимодействии — гипотеза о том, что константа аксиального слабого взаимодействия без изменения странности мало меняется (слабо перенормируется) сильным взаимодействием. Напр., для β-распада изменение составляет ок. 20%. Это обстоятельство связано с аномально малой массой π-мезона (m_π) по сравнению с массами других адронов. В гипотетич. пределе $m_\pi \to 0$ сохранение аксиального тока становится точным и реализуется *киральная симметрия*, а пион возникает как *голдстоуновский бозон* при *спонтанном нарушении симметрии*.

Математически А. т. ч. с. выражается в соотношении между дивергенцией изовекторного аксиального тока $A^\alpha_\mu(x)$ и полем π-мезона $\pi^\alpha(x)$:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} A^\alpha_\mu(x) = m^2_\pi F_\pi \pi^\alpha(x) \qquad (1)$$

(в единицах $\hbar=c=1$), где $x=(x_0, \boldsymbol{x})$ — пространственно-временна́я точка, $\mu=0$, 1, 2, 3 — лоренцов индекс (по μ предполагается суммирование), $\alpha=1$, 2, 3 — изотопич. индекс, F_π — константа $\pi\to\mu\nu_\mu$-распада ($F_\pi \approx 93$ МэВ). Гипотеза А. т. ч. с. восходит к работам Й. Намбу (Y. Nambu), а также М. Гелл-Мана (M. Gell-Mann) и М. Леви (M. Levy) в 1960.

Следствия из (1) проверены в ряде процессов с участием π-мезонов низких энергий. Предсказания носят приближённый характер, поскольку при их выводе пренебрегают полной энергией π-мезона (включая его массу). Наиб. известным результатом является *Голдбергера — Тримена соотношение*. Другие известные следствия (1) и *алгебры токов* — вычисление длин рассеяния мезонов на разл. адронах, соотношения между матричными элементами слабых распадов K-мезонов и т. п.

Согласно совр. представлениям, аксиальный ток строится из полевых операторов кварков, поскольку поле π-мезона нельзя рассматривать как фундаментальное. При этом дивергенция аксиального тока пропорциональна псевдоскалярной плотности кварковых полей:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} A^\alpha_\mu(x) = (m_u + m_d)\ \bar{q}(x)\frac{\tau^\alpha}{2}\gamma^5 q(x), \qquad (2)$$

где $q(x)$ — дублет полей u- и d-кварков, m_u, m_d — их токовые массы (см. *Кварки*), τ^α — *Паули матрицы* в пространстве изотопич. спина. Это соотношение используется для оценки токовых масс кварков.

В пределе нулевых масс u- и d-кварков дивергенция аксиального тока равна нулю и соответствующий аксиальный заряд $\left(\int d^3x A^\alpha_0(x)\right)$ строго сохраняется. На первый взгляд в этом случае следует ожидать вырождения по чётности, поскольку аксиальный заряд, действуя на нек-рый вектор состояния, переводит его в др. вектор состояния с той же энергией, но с противоположной чётностью. Такое вырождение, однако, экспериментально не наблюдается. Др. возможность реализации симметрии состоит в том, что аксиальный заряд может переводить нуклон не в резонанс с противоположной чётностью, а в состояние нуклон плюс покоящаяся безмассовая псевдоскалярная частица. Хотя безмассовой псевдоскалярной частицы в природе нет, её роль играет π-мезон, масса к-рого мала по сравнению с массой нуклона [как видно из ф-лы (1), правильнее говорить о малости m^2_π, $m^2_\pi/m^2_N \approx 1/50$]. Естественно поэтому допустить, что в пределе $m_{u,d}=0$, π-мезон становится безмассовым, и приближение строго сохраняющегося аксиального заряда может быть разумным. Соотношения симметрии при этом сводятся к предсказаниям связей между амплитудами процессов с разным числом π-мезонов с нулевой полной энергией. Если же учесть, что величина m^2_π конечна, хотя и мала, можно убедиться, что кинематич. эффекты (связанные с изменением положения π-мезонного полюса в разл. амплитудах) приводят к правой части соотношения (1).

Обобщение А. т. ч. с. на аксиальные токи с изменением странности требует существ. учёта эффектов нарушения унитарной симметрии из-за большой величины массы странного кварка (т. е. достаточно большой массы K-мезона).

Лит.: Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Частичное сохранение аксиального тока и процессы с «мягкими» π-мезонами, «УФН», 1970, т. 100, в. 2.

В. И. Захаров.

АКСИА́ЛЬНЫЙ ВЕ́КТОР (от лат. axis — ось) (псевдовектор) — величина, преобразующаяся как обычный (полярный) вектор при вращениях в евклидовом или псевдоевклидовом пространстве и (в отличие от обычного вектора) не меняющая знака при отражении координатных осей. Простейший пример А. в. в трёхмерном пространстве — векторное произведение обычных векторов (напр., вектор момента импульса $\boldsymbol{M}=\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{p}$, напряжённость магн. поля $\boldsymbol{H}=\mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}$, где вектор-потенциал $\boldsymbol{A}$ — обычный вектор). Четырёхмерным А. в. является, напр., *аксиальный ток*.

В. П. Павлов.

АКСИА́ЛЬНЫЙ ТОК (аксиально-векторный ток) в квантовой теории поля — операторное выражение, описывающее превращение одной частицы в другую и преобразующееся как четырёхмерный вектор при *Лоренца преобразованиях* и как псевдовектор (аксиальный вектор) при пространств. отражениях. А. т. является одним из осн. понятий в теории слабого взаимодействия, а также при описании *киральной симметрии* сильного взаимодействия. Пример А. т.— выражение $\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\gamma^5\psi(x)$, где $\psi(x)$ — спинорное *Ди-*

рака поле в точке пространства-времени x, $\bar{\psi}(x)=\psi^+(x)\gamma^0$ — его дираковское сопряжение ($^+$ означает эрмитово сопряжение), γ^μ ($\mu=0, 1, 2, 3$), γ^5 — *Дирака матрицы*.

Если полей несколько, то можно составлять разл. комбинации аналогичного типа и А. т. классифицировать по представлениям группы *внутренней симметрии*, напр. изотопической. Так, триплет А. т. u-, d-кварков в терминах четырёхкомпонентных спиноров ψ имеет вид

$$A_\mu^\alpha(x)=\bar{q}(x)\,\gamma^\mu\gamma^5\,\frac{1}{2}\,\tau^\alpha q(x), \qquad (*)$$

где $q(x)$ — дублет кварковых полей, τ^α — *Паули матрицы*, действующие в пространстве изотопич. спина ($\alpha=1, 2, 3$ — изотопич. индекс).

А. т. A_μ^α удовлетворяет условию частичного сохранения (см. *Аксиального тока частичное сохранение*). В амплитуды слабых процессов матричный элемент А. т. входит, как правило, в сумме с матричным элементом *векторного тока*.

А. т. называют иногда не выражение (*), а матричный элемент тока для к.-л. перехода (чаще всего матричные элементы переходов $n\leftrightarrow p$, к-рые исторически впервые рассматривались при феноменологич. описании β-распада).

Лит.: Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981, гл. 2, 4.

В. И. Захаров.

АКСИОМАТИ́ЧЕСКАЯ КВА́НТОВАЯ ТЕО́РИЯ ПО́ЛЯ (АКТП) — квантовая теория поля (КТП), построенная по образцу аксиоматич. теории, т. е. таким образом, чтобы все её результаты выступали как строгие следствия единой системы фундам. физ. предположений — аксиом.

Возможность представления КТП в такой форме требует определ. условий. В отличие от аксиоматич. теорий в математике, физ. теория не может сразу строиться в виде аксиоматич. формализма. Если в математике система объектов и система аксиом для них прямо берутся в качестве исходных данных теории, то в физике исходят из определ. запаса эксперим. фактов и нек-рой совокупности закономерностей, подмеченных в этих фактах. Неизбежным образом разл. участки изучаемой области явлений (релятивистских явлений в микромире в случае КТП) сначала описываются разл. теоретич. схемами, к-рые часто не вполне согласуются между собой и, кроме того, как правило, являются лишь приближёнными, а не точными. На таком этапе физ. теория ещё не подготовлена к представлению в строгой аксиоматич. форме. Лишь когда надёжно установлены главные закономерности, управляющие данной областью явлений, выяснена степень их общности и точные закономерности отделены от приближённых, становится целесообразным выразить их в виде системы фундам. аксиом и представить осн. результаты теории как строгие следствия из этой системы аксиом. Т. о., «если в математике мы аксиоматизируем, чтобы понять, то в физике нам нужно сначала понять, чтобы аксиоматизировать» (Ю. Вигнер).

Эти особенности аксиоматич. метода в физике отразились и в формировании АКТП. Оно происходило в сер. 1950-х гг., когда после создания теории *перенормировок* возникли надежды на последовательность квантовополевого описания хотя бы на уровне теории возмущений, и шло одноврем. в неск. направлениях. В каждом из них построение аксиоматич. схемы включает в себя те же осн. этапы. Сначала выбираются исходные физ. объекты, в терминах к-рых и идёт дальнейшее развитие теории. Затем находится (а иногда и строится заново) матем. аппарат, пригодный для описания объектов. Последние два этапа — формулировка системы аксиом и вывод следствий из них.

Физ. содержание, вносимое в теорию её аксиомами, практически одинаково для всех направлений АКТП. По существу системы аксиом — это одни и те же строго сформулир. предположения, из к-рых исходит традиционная КТП. Прежде всего сюда входит аксиома релятивистской инвариантности: в соответствии с принципом относительности Эйнштейна, все физ. законы не должны зависеть от выбора начала отсчёта, направления осей координат и времени и от равномерного прямолинейного (поступательного) движения системы отсчёта. Аксиома локальности (причинности) требует, чтобы к.-л. событие, происшедшее в физ. системе, могло повлиять на поведение системы лишь в моменты времени, следующие за этим событием. Наконец, аксиома спектральности утверждает, что энергии всех допустимых состояний физ. системы (её спектр энергий) должны быть положительны. Эта аксиома отражает фундам. факт положительности масс частиц, подтверждаемый всей физ. практикой. В конкретных вариантах к этим фундаментальным принципам добавляют также в качестве аксиом дополнительные требования, прежде всего положительность нормы векторов, представляющих физические состояния. Отличия между разными вариантами АКТП определяются выбором исходных физических величин. Возможности этого выбора весьма разнообразны, однако можно выделить три основных варианта, к к-рым сводятся все остальные.

В аксиоматич. подходе Боголюбова (предложен в 1955 Н. Н. Боголюбовым) в качестве осн. физ. объекта выбрана *матрица рассеяния*, состоящая из набора величин (амплитуд процессов), определяющих вероятности всех возможных переходов системы из состояний до начала взаимодействия в состояния после его окончания (такие состояния наз. асимптотическими).

В аксиоматич. подходе Уайтмена [предложен в 1956 А. С. Уайтменом (A. S. Wightman)] исходным физ. объектом служит взаимодействующее квантованное поле (поле, описывающее взаимодействия). В принципе это — ненаблюдаемая величина, являющаяся обобщением развитой ещё при зарождении КТП концепции квантованного поля свободных частиц.

В алгебраич. подходе [развит в 1957—64 Р. Хаагом (R. Haag), Х. Араки (H. Araki), Д. Кастлером (D. Kastler)] фундам. объектом является совокупность всех наблюдаемых — набор всех физ. величин, к-рые могут быть непосредственно измерены в эксперименте (или последовательности экспериментов). Алгебраич. подход — наиболее широкий и общий из всех направлений АКТП, поскольку в нём не налагается никаких ограничений на то, какими физ. характеристиками может обладать описываемая система (тем самым в форме теории локальных наблюдаемых может быть представлена, вообще говоря, любая физ. теория, как квантовая, так и классическая). Аксиомы Хаага — Араки формулируются для совокупности локальных наблюдаемых, к-рые можно определить с помощью измерений в фиксир. огранич. области пространства-времени. Для элементов такой совокупности можно ввести алгебраич. операции сложения, умножения и умножения на число, в связи с чем её называют алгеброй локальных наблюдаемых или локальной алгеброй (данной области пространства-времени). Концепция локальных наблюдаемых и правила действий с ними фактически обобщают формализм операторов обычной квантовой механики и вполне естественны для квантовой физики. Алгебраич. подход эффективен при изучении наиб. общих свойств КТП. Так, в его рамках дано простое и компактное описание свойств причинности в релятивистской квантовой теории, найдены строгие критерии эквивалентности физ. теорий и выяснено, при каких дополнит. условиях теория локальных наблюдаемых включает в себя квантованные поля.

Все перечисленные подходы приспособлены в первую очередь для описания квантовых систем, не включающих частиц нулевой массы. Сюда относится, прежде всего, теория сильного взаимодействия в её традиц. форме. Реалистич. теории с безмассовыми частицами (и наиболее важная из них — квантовая электродинамика), как правило, принадлежат к разряду теорий *калибровочных полей*. Для таких теорий строго доказаны теоремы запрета, согласно к-рым принципы локальности и релятивистской инвариантности несовместимы с постулатом положительности нормы в пространстве физ. состояний. Поэтому здесь возникает необходимость существ. модификации схемы АКТП. Попытки построения подобной модификации связываются с использованием пространств состояний, допускающих отрицат. норму для векторов состояний (пространств с *индефинитной метрикой*).

Подход Уайтмена — наиболее разработанное и изученное из направлений АКТП, давшее самый большой вклад в её развитие. Именно на его основе полностью выяснено, каким матем. аппаратом следует пользоваться для описания релятивистской квантовой системы с помощью взаимодействующего квантового поля. Этот аппарат позволил строго вывести из аксиом АКТП нетривиальные физ. следствия. Первым из них явилось обобщение *теоремы CPT*, полученное Р. Йостом (R. Jost). *CPT*-теорема Йоста раскрывает глубокую связь причинных свойств теории со свойствами симметрии пространства-времени и допускает непосредств. проверку на опыте. Следующее крупное достижение подхода Уайтмена — построение теории рассеяния Хаага — Рюэля [Хааг, Д. Рюэль (D. Ruelle), 1958—62], установившей, что в схеме Уайтмена, исходящей из понятия поля, а не частицы, асимптотич. состояния поля обладают свойствами частиц. Тем самым была успешно решена проблема корпускулярной интерпретации полевой теории, т. е. доказано, что теория поля одноврем. способна служить и теорией частиц.

Аксиоматич. подход Боголюбова, первый по времени появления, оказал наиб. влияние на развитие КТП и вообще теории элементарных частиц (в частности, тем, что выработал понятие об амплитуде процесса в его разл. каналах как о единой *аналитической функции* своих переменных). Хотя в систему его аксиом входят дополнит. предположения (по-видимому, вытекающие из осн. аксиом), оправданием таких допущений служит то, что с их помощью существенно сокращается путь к результатам, к-рые могут быть непосредственно проверены на опыте. Результаты такого рода в АКТП немногочисленны, но обладают особой ценностью, поскольку могут служить критериями справедливости основ КТП. Значительная их часть получена в рамках аксиоматики Боголюбова. Прежде всего к ним относится доказательство дисперсионных соотношений в КТП (Боголюбов, 1956; см. *Дисперсионных соотношений метод*). Использование дисперсионных соотношений развилось в широкий метод изучения взаимодействия элементарных частиц, являющийся одним из основных рабочих средств КТП. Др. принцип. результат — доказательство аналитичности амплитуды рассеяния в нек-ром эллипсе в комплексной плоскости угла рассеяния [Х. Леман (H. Lehmann), 1958; А. Мартен (A. Martin), 1966]. Далее, для произвольных стабильных масс доказана аналитичность амплитуды (при фиксир. передаче импульса) вне окрестности начала координат разрезанной комплексной плоскости инвариантной энергии [Ж. Брос (J. Bros), В. Глазер (V. Glaser), А. Эпштейн (H. Epstein), 1965]. Последние результаты приводят к многочисленным, непосредственно проверяемым следствиям АКТП: *Померанчука теореме*, ограничениям на рост амплитуд упругого рассеяния (А. Мартен и др., 1963—66; А. А. Логунов и др., 1963) и *множественных процессов* и характеристик *инклюзивных процессов* (А. А. Логунов и др., 1967—74).

На рубеже 60—70-х гг. принципиальные проблемы этой традиционной АКТП были в осн. решены. Однако в то же время наметились новые проблемы для КТП в целом, связанные с обнаружением новых особенностей процессов взаимодействия элементарных частиц. Большую, если не гл. роль в них играют структуры, недостаточно учитывавшиеся или совсем не учитывавшиеся традиционной КТП: *суперотбора правила* разл. типов, *калибровочные поля*, фазовые переходы и *топологические заряды*. Аксиоматич. подход пока не занимает в их изучении видного места. Но и на этом новом этапе КТП фундам. аксиомы, лежащие в основе прежней АКТП, и её результаты сохраняют силу и ценность для совр. исследований. Новая АКТП должна быть не отменой, а обогащением прежней, включив в себя положения, которые отражают специфику новой структуры (что, возможно, потребует и перехода на новый матем. язык). К этому направлению относятся нек-рые результаты *конструктивной квантовой теории поля*, поиски строгого аппарата для теории калибровочных полей, алгебраич. теория правил суперотбора (см. *Алгебраический подход*). Наиб. актуальная задача в данный период — создание аксиоматич. формулировки калибровочной КТП.

Лит.: Йост Р., Общая теория квантованных полей, пер. с англ., М., 1967; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969; Общие принципы квантовой теории поля и их следствия, М., 1977.

В. П. Павлов, С. С. Хоружий.

АКСИО́Н (символ a) — гипотетич. нейтральная псевдоскалярная частица, введённая для сохранения *CP*-инвариантности *квантовой хромодинамики* (КХД). А. должен распадаться на 2 фотона. Лагранжиан КХД может содержать т. н. θ-член, не нарушающий перенормируемости теории:

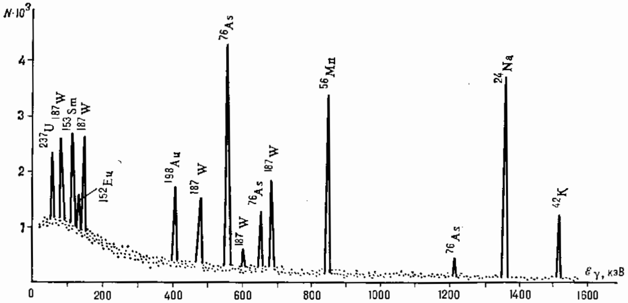
$$\Delta\mathscr{L} = \frac{\theta}{8\pi}\,\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}G^{\mu\nu}G^{\rho\sigma}\,,$$

где $G^{\mu\nu}$ — напряжённость глюонного поля, θ — безразмерная константа, $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ — абсолютно антисимметрич. тензор. Такой член нарушает *CP*-инвариантность КХД. Её восстановление является одной из важных проблем теории. В 1977 Р. Д. Печчеи (R. D. Peccei) и Х. Р. Куинн (H. R. Quinn) заметили, что если лагранжиан классич. хромодинамики обладает дополнит. $U(1)$-симметрией [по имени авторов она наз. симметрией $U(1)_{PQ}$], соответствующей киральным преобразованиям (см. *Киральная симметрия*) кварковых полей, то в эффективном квантовом лагранжиане (см. *Лагранжиан эффективный*) из-за *аномалии* в дивергенции аксиального тока возникает дополнит. член. Он имеет ту же структуру, что и θ-член, но коэф. при нём произволен и пропорционален углу поворота кварковых полей. В результате теории с разл. значениями θ становятся эквивалентными теории с θ=0, и нарушение *CP*-инвариантности оказывается ненаблюдаемым. В 1978 С. Вайнберг и Ф. Вильчек показали, что *спонтанное нарушение симметрии* $U(1)_{PQ}$ вакуумными средними V *Хиггса полей* приводит к появлению лёгкого псевдоскалярного *голдстоуновского бозона*, получившего назв. «А.» (из-за связи с аксиальным током). Если бы симметрия $U(1)_{PQ}$ не нарушалась явно аномалией в аксиальном токе, то А. был бы безмассовым. В действительности масса А. пропорциональна $1/V$ и изменяется в широких пределах в зависимости от вида взаимодействий полей Хиггса. В простейшем, стандартном, варианте теории $V\sim 100$ ГэВ, и возникает А. с массой ~ 100 кэВ. Однако существование такого А. противоречит эксперим. данным [в частности, не обнаружено фотонов от распадов ψ- и Υ-частиц, $\psi(\Upsilon)\rightarrow\gamma+a$]. В теориях *великого объединения* взаимодействий имеются хиггсовские поля с большими значениями V, и в этих теориях возможно существование «призрачного» А., к-рый имеет очень малую массу и очень слабо взаимодействует с веществом. Хотя такой А. «спасает» CP-симметрию, его непосредств. эксперим. проявления должны быть исчезающе малыми.

Лит.: Ансельм А. А., Уральцев Н. Г., Аксион, в кн.: Материалы 18 зимней школы ЛИЯФ, Л., 1982; Weinberg S., A new light boson?, «Phys. Rev. Lett.», 1978, v. 40, p. 223; Wilczek F., Problem of strong P and T invariance in the presence of instantons, там же, p. 279. *М. И. Высоцкий.*

АКСОИД (от лат. axis — ось) — геом. место мгновенных осей вращения при движении твёрдого тела вокруг неподвижной точки (см. *Вращательное движение*) или мгновенных винтовых осей в общем случае движения твёрдого тела (см. *Винтовое движение*).

АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ — метод определения состава вещества, основанный на активации атомных ядер и исследовании радиоакт. излучения, возникающего вследствие изменения нуклонного состава или энергетич. состояния ядер. А. а. — наиб. распространённый ядерно-физ. метод определения состава вещества. Впервые предложен Д. Хевеши (G. Hevesy) и Г. Леви (Levi) (1936). Образец облучается потоком частиц или γ-квантов (активация). В результате ядерных реакций часть ядер превращается в радиоактивные или возбуждённые. Идентификация элементов и количеств. анализ производятся путём измерения интенсивности и энергии излучений, а также по периоду полураспада радиоакт. ядер. Т. к. в основе А. а. лежат ядерные процессы, то результаты А. а. не зависят от того, в какое хим. соединение входят атомы определяемых элементов, но чувствительны к изменению изотопного состава элементов.



Идентификация элементов и их количественный анализ по спектру γ-излучения.

Количеств. определение состава вещества при А. а. основано на том, что при соблюдении нек-рых условий активность образовавшегося радионуклида (аналитич. изотопа) пропорц. кол-ву ядер исходного нуклида определяемого элемента. При пост. плотности потока Φ активирующего излучения и пренебрежимо малом уменьшении числа n ядер определяемого элемента за время облучения активность A радионуклида в момент t после конца облучения равна:

$$A(t) = \xi n \sigma \Phi \left(1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}}\right) e^{-\lambda t}, \qquad (1)$$

где σ — сечение реакции, используемой для образования аналитич. изотопа, ξ — доля исходного изотопа в естеств. смеси изотопов, λ — постоянная распада аналитич. изотопа, $t_{\text{обл}}$ — время облучения образца. Отсюда масса анализируемого элемента:

$$m = \frac{Mn}{N_A} = \frac{MA(t)\, e^{\lambda t}}{N_A \xi \sigma \Phi \left(1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}}\right)}, \qquad (2)$$

где M — атомная масса элемента, N_A — число Авогадро.

Точность анализов, основанных на (2), составляет 20—50%. Более распространённым является относит. метод измерений, при к-ром активность образца A_x сравнивается с активностью эталона $A_э$, содержащего известное кол-во определяемого элемента и облучённого в идентичных условиях с образцом. Искомая величина m_x находится (точность 1—10%) из соотношения

$$m_x = A_x m_э / A_э. \qquad (3)$$

А. а. подразделяется по виду активирующего излучения на нейтронно-активац. анализ, гамма-активац. анализ, анализ на заряж. частицах (протонах, дейтронах, α-частицах и тяжёлых ионах). Наиболее распространены первые два метода. А. а. на заряж. частицах, в связи с их малыми пробегами в веществе, используется гл. обр. для анализа тонких слоёв и при изучении поверхностных явлений (адсорбции и др.).

Широкое распространение нейтронно-активац. анализа обусловлено его высокой чувствительностью, связанной с большим сечением реакции захвата ядрами тепловых нейтронов и наличием мощных источников нейтронов (ядерные реакторы, ускорители и др.). Чувствительность (предел обнаружения) большинства элементов при использовании нейтронных потоков $\sim 10^{13}$ см$^{-2}$с$^{-1}$ составляет 10^{-5}—10^{-10} %. Предел обнаружения $\sim 10^{-4}$—10^{-6} %, достаточный для решения многих задач, может быть получен при использовании ампульных *нейтронных источников* (калифорниевого, сурьмяно-бериллиевого). Анализ лёгких элементов, плохо активирующихся тепловыми нейтронами (C, N, O), производится с помощью быстрых нейтронов, получаемых на ускорителях и нейтронных генераторах, а также γ-излучения.

Для γ-активационного анализа используется *тормозное излучение* высокой интенсивности (10^{14}—10^{15} квант/с), получаемое на электронных ускорителях. *Фотоядерные реакции* позволяют активировать практически все элементы периодич. системы элементов с пределом обнаружения $\sim 10^{-4}$—10^{-7}%.

Различают т. н. инструментальный А. а., состоящий в измерении активности облучённого образца (без его разрушения) методами ядерной спектрометрии, и более точный А. а. с использованием хим. реакций для отделения аналитич. изотопов от др. ядер, активность к-рых препятствует измерениям. Измерение активности производится с помощью детекторов частиц. Наилучшие результаты дают γ-спектрометры высокого разрешения с использованием полупроводниковых детекторов, обладающих энергетич. разрешением до неск. десятых долей КэВ (рис.). Для анализа полученных спектров и обработки результатов измерений применяются многоканальные анализаторы, микропроцессоры, ЭВМ, позволяющие в совокупности с автоматич. системой перемещения образцов полностью автоматизировать процесс (см. *Автоматизация эксперимента*, *Ядерная электроника*).

Гл. достоинства А. а.: возможность определения малых содержаний элементов в разл. объектах и проведение массовых экспрессных анализов образцов. А. а. применяется для определения примесей в сверхчистых материалах (в реакторостроении и электронной промышленности), содержания микроэлементов в биол. объектах при экологич. и медицинских исследованиях, а также в археологии и криминалистике. А. а. успешно используется также при поиске полезных ископаемых, для контроля технол. процессов и качества выпускаемой продукции.

Лит.: Кузнецов Р. А., Активационный анализ, 2 изд., М., 1974; Тустановский В. Т., Оценка точности и чувствительности активационного анализа, М., 1976; Ваганов П. А., Нейтронно-активационное исследование геохимических ассоциаций редких элементов, М., 1981.

Ю. С. Замятнин.

АКТИВНАЯ АНТЕННА — антенна, содержащая в своей структуре активные устройства, в частности усилители мощности (передающая А. а.) или малошумящие усилители (приёмная А. а.). Чаще всего А. а. является *антенная решётка*. Использование активных устройств в передающей А. а. позволяет компенсировать потери в трактах и обеспечивать оптим. распределение амплитуд и фаз токов по излучающей апертуре. Напр., если усилители мощности, подключённые непосредственно к излучателям А. а., работают в режиме насыщения, то независимо от используемой системы возбуждения можно поддерживать постоянным распределение амплитуд токов в излучателях, что обеспечивает макс. коэф. направленного действия и повышает стабильность работы антенны. Приёмная А. а. со встроенными малошумящими усилителями имеет существенно большее отношение сигнал/шум на входе приёмника по сравнению с аналогичной пассивной антенной. Регулируя усиление активных устройств, можно эффективно осуществлять управление диаграммой направленности, независимо регулируя амплитуды и фазы токов в элементах решётки (напр., в *адаптивных антеннах*). Амплитудно-фазовое управление диаграммой направленности можно реализовать в приёмных А. а. с преобразованием радиосигналов (напр., аналого-цифровым) соответствующим выбором амплитуд и фаз весовых коэф. при обработке. Недостатки А. а.: активные элементы выделяют тепло, разброс их характеристик приводит к дополнит. искажениям поля.

Лит.: Антенны и устройства СВЧ, М., 1981; Гостюхин В. Л., Гринева К. И., Трусов В. Н., Вопросы проектирования активных ФАР с использованием ЭВМ, М., 1983.

А. А. Леманский.

АКТИВНАЯ ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — один из методов *нелинейной спектроскопии*, исследующий поглощение или рассеяние пучка света в среде, в к-рой предварительно (с помощью дополнит. лазерного излучения определ. частот) селективно возбуждены и (или) сфазированы изучаемые оптич. *моды*. Такое активное лазерное «приготовление» среды (накачка) меняет картину взаимодействия зондирующего (пробного) излучения со средой.

А. л. с. основана на эффекте нелинейного взаимодействия интенсивного лазерного излучения и оптич. среды. Мощное излучение накачки нарушает термодинамич. равновесие в среде, наводит корреляции между образующими её частицами, возбуждает определ. внутр. движения в них и т. п., а более слабое зондирующее излучение выявляет наведённые возмущения и кинетику их затухания.

Методы А. л. с. отличаются типом исследуемого резонанса, характером оптич. отклика среды, а также способом зондирования и измеряемым параметром (интенсивность, фаза, поляризация). А. л. с. поглощения исследует оптич. резонанс среды, проявляющийся в одно- или многофотонном поглощении света; А. л. с. рассеяния — резонанс, проявляющийся в рассеянии света (комбинационном, рэлеевском, Мандельштама — Бриллюэна, гиперкомбинационном, гиперрэлеевском и т. п.). Оптич. отклик среды на воздействие волн накачки и зондирующего излучения может быть когерентным (связанным с наведённой нелинейной оптич. поляризацией среды) или некогерентным (связанным с оптически-индуцированным возмущением населённостей уровней энергии), соответственно различают когерентную и некогерентную А. л. с.

А. л. с. наз. стационарной или нестационарной в зависимости от того, исследуется установившийся (стационарный) или неустановившийся (переходный, нестационарный) оптич. отклик среды. В последнем случае для возбуждения и зондирования среды используются короткие лазерные импульсы, длительность к-рых меньше характерных времён установления и релаксации исследуемых возбуждённых состояний среды.

С помощью зондирующего излучения можно изучать модуляцию оптич. характеристик среды (модуляц. вариант А. л. с.), вызываемую излучением накачки; кроме того, благодаря возмущению среды накачкой могут появляться новые спектральные или пространств.

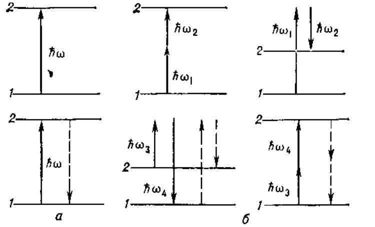


Схема возбуждения (вверху) и зондирования (внизу) в активной лазерной спектроскопии на примере двухуровневой системы: *а* — однофотонное возбуждение (возбуждение за счёт однофотонного поглощения) и однофотонное зондирование с помощью регистрации изменений в поглощении или усилении (пунктир); *б* — возбуждение с помощью двухфотонного поглощения и комбинационного рассеяния света (КРС); зондирование осуществляется за счёт антистоксова или стоксова (пунктир) КРС, а также двухфотонного поглощения или усиления (пунктир).

компоненты зондирующего излучения, на их исследовании основан генерац. вариант А. л. с. Разл. способы возбуждения и зондирования, применяемые в А. л. с., приведены на рис. на примере двухуровневой системы.

В случае стационарной когерентной А. л. с. изотропных сред и центросимметричных кристаллов нелинейная оптич. поляризация P среды может быть описана кубичным по амплитудам световых полей членом разложения:

$$P_i^{(3)}(\omega_4)=\sum_{j,\,k,\,l=1}^{3} D\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_4;\ \omega_1,\ \omega_2,\ \omega_3)\times \times E_j(\omega_1)\,E_k(\omega_2)\,E_l(\omega_3). \qquad (1)$$

Здесь $\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_4;\ \omega_1,\ \omega_2,\ \omega_3)$ — компоненты тензора нелинейной оптич. восприимчивости (см. *Поляризуемость*) 3-го порядка (i, j, k, l — индексы декартовых координат); частота исследуемого сигнала ω_4 является алгебраич. суммой частот, вводимых в среду полей ω_1, ω_2, ω_3 (т. е. $\omega_4=\omega_1+\omega_2+\omega_3$), нек-рые из к-рых могут оказаться отрицательными. D — численный коэф., учитывающий возможное *вырождение* среди частот $\omega_1, \ldots, \omega_4$. Одно или неск. полей $E_i(\omega_\alpha)$ ($\alpha=1, 2, 3$), вводимых в среду, могут быть сильными (накачка), остальные — слабыми. При приближении одной из частот $\omega_1, \ldots, \omega_4$ либо одной из их линейных комбинаций ($|\omega_1|\pm|\omega_2|$, $|\omega_2|\pm|\omega_3|$ и т. п.) к частоте разрешённого квантового перехода в исследуемой среде компоненты нелинейной восприимчивости $\chi_{ijkl}^{(3)}$ испытывают дисперсию. Соответственно, испытывают дисперсию и параметры эл.-магн. волны, источником для к-рой служит нелинейная поляризация (1). Стационарная когерентная А. л. с. с использованием лазерного излучения относительно невысокой интенсивности (для к-рого в разложении поляризации существен только первый нелинейный член) тождественна четырёхфотонной нелинейной спектроскопии.

Для примера рассмотрим стационарную когерентную спектроскопию двухфотонного поглощения (ДФП) света. В генерац. варианте эта схема формально описывается восприимчивостью $\chi^{(3)}_{ijkl}(\omega_4;\ \omega_1,\ \omega_2-\omega_3)$, где все частоты $\omega_1, \ldots, \omega_4>0$, ω_1 и ω_2 (частоты волн накачки) подбираются так, что суммарная частота сканирует область вблизи частоты Ω перехода, разрешённого в ДФП, т. е. $\omega_1+\omega_2 \approx \Omega$; ω_3 — частота пробной волны. Как правило, для реализации генерац. схем когерентной А. л. с. необходимо выполнение условий фазового *синхронизма* (в данном случае $k_4=k_1+k_2-k_3$, где $k_1 \ldots, k_4$ — волновые векторы плоских волн с частотами $\omega_1, \ldots, \omega_4$ соответственно).

Модуляц. вариант когерентной спектроскопии ДФП описывается восприимчивостью $\chi^{(3)}_{ijkl}(\omega_1;\ \omega_1,\ \omega_2,\ -\omega_2)$ при $\omega_1+\omega_2 \approx \Omega$ (ω_2 — частота волны накачки, ω_1 — зондирующей волны). При накачке диэлектрич. проницаемость среды на частоте зондирующей волны ω_1 равна

$$\varepsilon_{ij}(\omega_1)=\varepsilon^{(0)}_{ij}(\omega_1)+24\pi\sum\chi^{(3)}_{ijkl}(\omega_4;\ \omega_1,\ \omega_2,\ -\omega_2)\times \times E_k(\omega_2)\,E^*_l(\omega_2) \qquad (2)$$

($\varepsilon^{(0)}_{ij}$ — диэлектрич. проницаемость среды в отсутствие накачки). При $\omega_1+\omega_2 \approx \Omega$ восприимчивость $\chi^{(3)}_{ijkl}$ имеет мнимую часть; поэтому при $E_k(\omega_2) \neq 0$ появляется добавка к мнимой части у диэлектрич. проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega_1)$, а следовательно, и дополнит. поглощение на частоте ω_1, индуцированное полем накачки на частоте ω_2; это поглощение добавляется к обычному линейному поглощению на частоте ω_1. Вещественная составляющая $\chi^{(3)}_{ijkl}$ даёт добавку к показателю преломления среды на частоте зондирующего излучения.

Для реализации модуляц. схем когерентной А. л. с. не требуется применять спец. мер для выполнения условий синхронизма: здесь они выполняются автоматически. Для описанной выше схемы когерентной спектроскопии ДФП $k_1 \equiv k_1+k_2-k_2$.

Одним из методов А. л. с. является *когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния* света. С помощью А. л. с. удаётся решать задачи, недоступные др. методам спектроскопии поглощения или рассеяния света, значительно увеличить информативность оптич. спектроскопии, повысить отношение сигнал/шум на выходе традиц. спектрометров, улучшить их спектральное, пространственное и временное разрешение.

Лит.: Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Сверхкороткие световые импульсы, под ред. С. Шапиро, пер. с англ., М., 1981; Laubereau A., Kaiser W., Vibrational dynamics of liquids and solids investigated by picosecond light pulses, «Revs Mod. Phys.», 1978, v. 50, № 3, p. 607. См. также лит. при ст. *Когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния.* *Н. И. Коротеев.*

АКТИ́ВНАЯ СРЕДА́ — вещество, в к-ром создана *инверсия населённостей* энергетич. уровней квантовой системы. А. с. усиливает проходящее через неё резонансное эл.-магн. излучение при условии, если коэф. квантового усиления превышает коэф. потерь энергии в А. с. (см. *Квантовая электроника*). Применение положит. обратной связи позволяет использовать А. с. для создания генератора когерентного эл.-магн. излучения.

При этом необходимо избират. возбуждение (или создание каналов ускоренной релаксации) атомов или молекул, обеспечивающее избыточное заселение одного или неск. верхних уровней энергии по сравнению с нижележащим уровнем. Одним из наиб. эфф. методов возбуждения является т. н. метод оптич. накачки. Он особенно эффективен для возбуждения сред, обладающих широкими полосами поглощения (твёрдых тел, жидкостей, см. *Твердотельный лазер*, *Жидкостные лазеры*). В полупроводниках А. с. можно создавать разл. способами: инжекцией носителей заряда через моно- и гетеропереходы (см. *Инжекционный лазер*, *Гетеролазер*), бомбардировкой пучком быстрых электронов; оптич. возбуждением; электрич. пробоем в электрич. поле (см. *Полупроводниковый лазер*). А. с. в газах создаётся в большинстве случаев в электрич. разряде. Возбуждение частиц возникает при электронном ударе. Обычно для увеличения эффективности накачки к рабочему газу добавляются вспомогательные, передающие возбуждение на верхний лазерный уровень рабочего газа и опустошающие его нижний лазерный уровень. Этот метод позволяет использовать в качестве А. с. разл. атомные и молекулярные смеси и разл. типы электрич. разрядов (См. *Газоразрядные лазеры*). Оптич. накачка (излучением с широким спектром) в газах является малоэффективной, т. к. ширина спектральной линии газа невелика. А. с. можно также создать в газовой смеси, к-рая нагревается до высоких темп-р, формируется в сверхзвуковой поток и затем, выходя из сопла, резко охлаждается (см. *Газодинамический лазер*). Хим. связи молекул являются энергоёмкими накопителями энергии. Поэтому для создания А. с. используют энергию, освобождающуюся в хим. реакциях. Примерами таких реакций могут служить реакции фотодиссоциации, диссоциации, взрывные хим. реакции (см. *Химический лазер*).

Лит.: Справочник по лазерам, пер. с англ. под ред. А. М. Прохорова, т. 1—2, М., 1978; Звелто О., Физика лазеров, пер. с англ., 2 изд., М., 1984; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, М., 1983. *М. Н. Андреева.*

АКТИ́ВНОСТЬ ОПТИ́ЧЕСКАЯ, см. *Оптическая активность.*

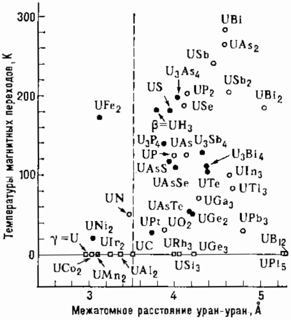
АКТИ́ВНОСТЬ РАДИОАКТИ́ВНОГО ИСТО́ЧНИКА — число радиоакт. распадов в единицу времени. Единице А. р. и. в системе СИ — *беккерелю* (Бк) — соответствует 1 распад в 1 с. Внесистемная единица *кюри* (Ки) равна $3{,}7\cdot10^{10}$ Бк. А. р. и., приходящаяся на единицу массы источника, наз. уд. активностью. О методах измерения А. р. и. см. в ст. *Радиометрия.*

АКТИ́ВНОСТЬ СО́ЛНЕЧНАЯ — см. *Солнечная активность.*

АКТИНИ́ДНЫЕ МАГНЕ́ТИКИ — кристаллич. магнетики (металлы, сплавы, соединения), а также *аморфные магнетики*, содержащие элемент из ряда актинидов (актиноидов): Ac, Th, Pa, U, Np, Pu и др. В более узком смысле А. м. — вещества, содержащие актинид и обладающие магн. упорядочением (ферро-, ферри- и антиферромагнетизмом). Первое магнитоупорядоченное актинидное соединение — ферромагн. тригидрид урана (β-UH_3) — обнаружено в 1952.

Природа магнетизма актинидов и их соединений. Магн. момент атомов актинидов обусловлен частичной незаполненностью их электронной 5*f*-оболочки. Эта оболочка (ср. радиус 0,7 Å) более протяжённа, чем частично заполненная 4*f*-оболочка атомов редкоземельных элементов (ср. радиус 0,5Å), но имеет меньшие размеры, чем неполностью заполненная 3*d*-оболочка атома элементов группы железа (ср. радиус 0,8—0,9 Å). Т. о., актиниды занимают промежуточное положение между редкоземельными элементами, магнетизм к-рых хорошо описывается моделью локализованных 4*f*-электронов (см. *Редкоземельные магнетики*) и металлами группы железа, в магнетизме к-рых существ. роль играют эффекты, обусловленные коллективизацией 3*d*-электронов (см. *Ферромагнетизм*). В актинидных соединениях при достижении нек-рого критич. расстояния d_k между соседними атомами актинида в кристаллич. решётке (для соединений урана $d_k \approx 3{,}5$ Å, нептуния $d_k \approx 3{,}2$ Å, плутония $d_k \approx 3{,}4$ Å) происходит *Мотта переход* 5*f*-электронов из коллективизированного в локализованное состояние. В результате магнитоупорядоченными, как правило, являются соединения актинидов, у к-рых расстояние между соседними атомами актинида $d_{AN}>d_k$, а в соединениях, где $d_{AN}<d_k$, имеют место *Паули парамагнетизм* (рис.) и *сверхпроводимость.*

Магнитные свойства актинидов. В элементах Pa, U, Np и Pu $d_{AN}<d_k$, поэтому 5f-электроны в них коллективизированы. Т. к. плотность состояний 5f-электронов на *ферми-уровне* невелика и критерий зонного ферромагнетизма не выполняется (см. *Зонный магнетизм*), эти металлы являются обменно-усиленными зонными парамагнетиками с магн. восприимчивостью $\chi=(2-7)\cdot 10^4$ см³/моль. С увеличением ат. номера актинида радиус 5f-оболочки уменьшается, и, начиная с Am, 5f-электроны в атомах можно рассматривать как локализованные. В Am осн. состояние $5f^6$ является немагнитным (полное квантовое число $J=0$), и этот металл обладает *ванфлековским парамагнетизмом*. α=Cm с гексагональной кристаллич. структурой переходит в антиферромагн. состояние ниже 52 К, β=Cm с кубич. кристаллич. структурой ниже 205 К является либо ферримагнетиком, либо имеет неколлинеарную магн. структуру. При низких темп-рах β-Bk становится антиферромагнитным (по разл. данным его темп-ра *Нееля* $T_N \approx 22-34$ К), α-Cf ниже 51 К переходит к ферромагн. состоянию. В β-модификациях Bk и Cf, а также в Es магн. упорядочения не обнаружено. Приведённые данные предварительны, т. к. исследования магнетизма трансурановых элементов затруднены их высокой радиоактивностью. Сведения о магнетизме тяжёлых актинидов Fm, Md и т. д. отсутствуют.



Зависимость температуры T магнитного упорядочения от расстояния между ближайшими атомами урана в кристаллической решётке соединений урана; ● — ферромагнетики, ○ — антиферромагнетики, □ — парамагнетики (температура магнитного упорядочения отсутствует).

Магнетизм соединений, содержащих актиниды. Свойства магнитоупорядоченных соединений актинидов исключительно разнообразны. Обычно рассматривают две разл. группы А. м.:

1. Соединения с коллективизированными 5f-электронами (для них, как правило, $d_{AN} \approx d_k$), в ряде случаев они содержат наряду с актинидами переходные d-металлы. Для этих магнетиков характерна малая по сравнению с рассчитанной в приближении локализованных магн. моментов величина намагниченности насыщения, подавление ферромагнетизма при наложении умеренного всестороннего давления, большая величина коэф. электронной теплоёмкости, отклонения от *Кюри — Вейсса закона* для парамагн. восприимчивости и т. д. Примеры зонных актинидных магнетиков: *интерметаллические соединения* типа AnM_2 (где An — U, Np, Pu; M-переходной металл группы железа), UPt, $NpRu_2$, $NpOS_2$ и т. д.

2. Соединения с почти локализованными 5f-электронами. У А. м. такого типа величины магн. моментов в магнитоупорядоченном состоянии близки к теоретически рассчитанным, выполняется закон Кюри — Вейсса для парамагн. восприимчивости, наблюдаются гигантские значения *магнитной анизотропии* и *магнитострикции*. Характерными для актинидных антиферромагнетиков являются сложные *магнитные атомные структуры* (геликоидальные, типа спиновой волны, неколлинеарные структуры и т. д.), переходы между разл. магн. структурами при изменении темп-ры. Предпринимались попытки описать магнетизм соединений с лёгкими актинидами (на основе аналогии с редкоземельными магнетиками) в модели полностью локализованных 5f-электронов, обменное взаимодействие между к-рыми осуществляется через электроны проводимости (см. *Косвенное обменное взаимодействие*). Однако исследования монопниктидов с хим. ф-лой AnX (X — N, P, As, Sb, Bi) и монохалькогенидов AnY (Y — S, Se, Te) урана, нептуния и плутония (эта группа соединений изучена наиб. подробно) показали, что в них 5f-электроны не локализованы полностью и существенны эффекты перекрытия 5f- и 6d-орбиталей актинида, приводящие к возникновению сильноанизотропного обменного взаимодействия. Альтернативным механизмом, привлекаемым для объяснения магн. свойств моносоединений лёгких актинидов, является механизм смешивания 5f-электронов атома актинида с p-состояниями второго компонента (S, Se и др.).

Магн. свойства ряда А. м. приведены в табл.

Магнитные свойства некоторых актинидных магнетиков

Соединения	Тип кристаллич. структуры	Темп-ра магн. упорядочения, К	Магн. момент в упорядоченном состоянии, $\mu_Б$	Эфф. магн. момент в парамагн. состоянии, $\mu_Б$	Тип магн. упорядочения
UFe_2	$MgCu_2$	170	0,6	2,0	ФМ
$NpFe_2$		500	2,7	?	ФМ
$PuFe_2$		600	?	?	ФМ
$AmFe_2$		350—400	3,3	?	ФМ
UO_2	CaF_2	30,8	1,8	3,8	АФМ
NpO_2		25	~0,01	2,95	АФМ
PuO_2		—	—	—	ПМ
AmO_2		8,5	?	1,32	АФМ
BkO_2		3	?	7,66	АФМ
UN	NaCl	52	0,75	3,1	АФМ
NpN		87	1,4	2,4	ФМ
PuN		13	<0,3	1,5	АФМ
AmN		—	—	1,4	ПМ
CmN		109	?	?	ФМ
UAs	NaCl	124, 62	1,92	3,4	АФМ (2 структуры)
NpAs		172, 155, 142	2,5	2,6	АФМ (3 структуры)
PuAs		129	0,35	0,97	ФМ
AmAs		13	?	1,1	АФМ
CmAs		140	?	6,6	ФМ
α-UH_3	BiF_3	182	0,9	2,8	ФМ
β-UH_3	β-W	168—174	0,9—1,2	2,44	ФМ
UPt	CrB	27	?	?	ФМ
PuPt		19	0,22	?	ФМ

В табл. приняты следующие обозначения: ФМ — ферромагнетик, АФМ — антиферромагнетик, ПМ — парамагнетик; ? — данных нет; значение магн. момента (в магнетонах Бора $\mu_Б$) дано на формулу (UFe_2 и т. д.).

Лит.: Handbook on the Physics and Chemistry of the Actinides, v. 1—2. Editors A. J. Freeman and G. H. Lander, North-Holland Publ. Comp., 1984—85. *Р. З. Левитин.*

АКТИНИДЫ — то же, что *актиноиды*.

АКТИНИЙ (от греч. aktís, род. падеж aktînos — луч, сверкание, сияние; лат. Actinium), Ac,— радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 89, первый из элементов семейства актиноидов. Наиб. долгоживущий изотоп — β-радиоактивный ^{227}Ac ($T_{1/2}=21,773$ года). Изотопы А. ^{227}Ac и ^{228}Ac (наз. также мезоторий II, Ms Th II) входят в состав природных радиоакт. рядов. Содержание А. в земной коре очень мало ($6 \cdot 10^{-10}$%), выделять его из природных руд сложно, поэтому миллиграммовые кол-ва ^{227}Ac получают искусственно, облучая радий нейтронами:

$$^{226}\mathrm{Ra}\,(n,\ \gamma)\,^{227}\mathrm{Ra} \xrightarrow[41']{\beta^-} {}^{227}\mathrm{Ac}.$$

Конфигурация внеш. электронных оболочек $6d7s^2$; энергии последоват. ионизаций соотв. равны 6,9; 12,06; 20 эВ. Металлич. радиус 0,203 нм, радиус иона Ac^{3+} 0,111 нм. Значение электроотрицательности 1,00.

Свободный Ac — серебристо-белый металл с гранецентрир. кубич. решёткой, $t_{пл}$ ок. 1050 °C, $t_{кип}$ ок. 3300 °C. Из-за высокой радиоактивности светится в темноте. В соединениях проявляет степень окисления +3. В хим. отношении является высшим аналогом лантана. Смесь ^{227}Ac с бериллием используется для изготовления нейтронных источников.

С. С. Бердоносов.

АКТИНОИДЫ (от *актиний* и греч. éidos — вид) (актиниды) — семейство радиоакт. хим. элементов с ат. номерами 90—103, расположенных в 7 периоде периодич. системы элементов за актинием и относящихся, как и актиний, к III группе. Первые три А.— Th, Pa и U — встречаются в природе в заметных кол-вах; они принадлежат к природным радиоакт. рядам. Остальные А. синтезированы в 1940—63 искусственно (впоследствии Np и Pu в ничтожных кол-вах были обнаружены в нек-рых радиоакт. рудах). В атомах А., как правило, имеется 1 электрон 6*d* и 2 электрона 7*s*, а при увеличении атомного номера на 1 новый электрон обычно попадает на оболочку 5*f*. Сходное строение двух внеш. электронных оболочек обусловливает близость хим. свойств разл. А., а также схожесть хим. поведения А. и *лантаноидов.*

Вследствие постоянства числа электронов на двух внеш. оболочках и возрастания ат. номера положит. заряда ядра имеет место т. н. актиноидное сжатие: у нейтральных атомов и ионов А. с одинаковым зарядом при увеличении ат. номера радиус не увеличивается, как это бывает обычно, а несколько уменьшается.

Гипотезу о существовании семейства А., аналогичного семейству лантаноидов, выдвинул впервые в 1942 Г. Т. Сиборг (G. T. Seaborg) на основе анализа хим. свойств элементов с ат. номерами 95—97 и более тяжёлых (под руководством и при участии Сиборга открыто 9 А.). Необходимость объединения в одно семейство элементов с ат. номерами 90—103 подтвердилась после изучения хим. свойств 104-го элемента — курчатовия: они оказались аналогичными свойствам гафния, принадлежащего к IV группе периодич. системы.

Наиб. устойчивая степень окисления +3 для Am и следующих за ним А. Для А. с ат. номерами меньшими, чем у Am, характерно образование соединений с более высокими степенями окисления, т. к. у этих элементов энергии электронов 6*d* близки к энергии электронов 5*f* и в образовании хим. связей участвуют 7*s*-, 6*d*- и 5*f*-электроны, общее число к-рых доходит до 8 (у Pu). Поэтому у Th, Pa, U, Np и Pu наиб. характерные степени окисления равны соотв. +4, +5, +6, +5 и +4.

А. обладают близкими хим. свойствами, и для их разделения и очистки применяют тонкие хим. методы (хроматографию, экстракцию и др.). Практич. применение находят гл. обр. Th, U и Pu. Нуклиды ^{233}U, ^{235}U и ^{239}Pu служат ядерным горючим в атомных реакторах и ВВ в атомных бомбах и снарядах. Нек-рые нуклиды А., испускающие α-частицы (^{238}Pu, ^{242}Cm и др.), используются при создании источников тока длительного действия (до 10 лет и более).

Лит.: Сиборг Г., Кац Дж., Химия актинидных элементов, пер. с англ., М., 1960; Несмеянов А. Н., Радиохимия, 2 изд., М., 1978.

С. С. Бердоносов.

АКУСТИКА (от греч. akustikós — слуховой) — область физики, в к-рой исследуются упругие колебания и волны от самых низких частот (условно от 0 Гц) до предельно высоких (10^{12}—10^{13} Гц), процессы их возбуждения и распространения, взаимодействие их с веществом и разнообразные применения.

А.— одна из самых древних областей знания. Она возникла за неск. веков до н. э. как учение о звуке, т. е. об *упругих волнах*, воспринимаемых человеческим ухом (отсюда и происхождение назв. «А.»). Начало становления А. как физ. науки (17 в.) связано с исследованиями системы музыкальных тонов, их источников (струны, трубы), с измерениями скорости распространения звука. До нач. 20 в. А. развивалась как раздел механики. Создавалась общая теория механич. колебаний, излучения и распространения звуковых волн в среде, разрабатывались методы измерений параметров звуковых волн — звукового давления, потока энергии, скорости распространения. Диапазон исследуемых упругих волн расширился и охватил области ниже (инфразвук) и выше (ультразвук) области слышимых частот. Создание методов разложения сложного колебат. процесса на простые составляющие (метод Фурье) заложило основы анализа звука и синтеза сложного звука из простых составляющих. Весь этот классич. этап развития А. подытожен к нач. 20 в. Рэлеем (Дж. У. Стретт, J. W. Strutt).

Новый этап развития А. начался в 20-е гг. 20 в. в связи с развитием радиотехники и радиовещания, к-рые вызвали необходимость разработки методов и средств преобразования эл.-магн. энергии в акустическую, и обратно. В связи с развитием электроники и физики строения вещества возникли новые направления в А.

В совр. А. можно выделить ряд разделов. Общие закономерности излучения, распространения и приёма упругих колебаний и волн изучает теория звука, широко использующая матем. методы, разработанные в общей теории колебаний и волн. Наряду с волновым подходом для рассмотрения задач распространения звука в определ. условиях (малость длины волны по сравнению с масштабом препятствий) пользуются и представлениями о звуковых лучах. По этому методич. признаку из общей теории звука выделяется раздел лучевой А., или *геометрической акустики* (аналогично геом. оптике).

Применительно к различным характерным моделям сред распространения волн и адекватным им методам рассмотрения акустич. полей сформировались такие направления теории звука, как статистич. А., *акустика движущихся сред*, *кристаллоакустика*. Быстро развивается *нелинейная акустика*, связанная с изучением волн большой амплитуды, для к-рых свойства среды нельзя, как при классич. подходе, считать неизменными; сами звуковые волны большой интенсивности возмущают среду, вследствие чего нарушается принцип суперпозиции и возникает взаимодействие разл. волновых мод. Развитие нелинейной А. обусловлено, в частности, мощным техн. прогрессом и возникшей необходимостью рассмотрения излучения звука источниками большой мощности.

Важнейший раздел А., наиб. тесно связанный с другими ведущими областями совр. физики,— физ. А., занимающаяся изучением особенностей распространения упругих волн в веществе — газообразном, твёрдом или жидком, исследованием взаимодействия волн с веществом на разных уровнях, в частности *акустоэлектронного взаимодействия*, акустооптического, фоноя-фононного взаимодействия и др. видов взаимодействия упругих волн с квазичастицами. Подразделами физ. А. являются *молекулярная акустика*, квантовая А., *оптоакустика* и др. Методы физ. А.— неотъемлемая часть арсенала эксперим. средств совр. физики.

Распространение акустич. волн в естеств. средах — атмосфере, водах Мирового океана, в земной коре и связанные с этим явления изучаются в *атмосферной акустике*, *гидроакустике*, *геоакустике*. Акустич. волны являются важнейшим средством зондирования этих сред, средством получения информации об их строении и о наличии в них разнообразных включений. К гидроакустике тесно примыкает такая важная и широко развитая прикладная область, как *гидролокация*.

Электроакустика изучает вопросы эл.-акустич. преобразований и связана со всеми др. областями А., т. к. аппаратура для разл. видов акустич. измерений, как правило, базируется на преобразовании акустич. сигналов в электрические, а способы излучения звука в большинстве случаев основаны на преобразовании электрич. энергии в акустическую. К электроакустике относится и изучение фундам. физ. вопросов, связанных с эффектами эл.-механич. и эл.-акустич. преобразований в веществе, поэтому здесь она тесно смыкается с физ. А.

К прикладным областям А. можно отнести архитектурную А., строительную А., музыкальную А., а также весьма большой раздел совр. А., связанный с изучением *шумов* и вибраций и созданием методов борьбы с ними. Изучение аэродинамич. генерации шумов большой интенсивности относится к проблемам нелинейной акустики; здесь имеется также самая тесная связь с совр. аэродинамикой, так что иногда говорят о спец. разделе А.— *аэроакустике*.

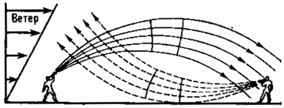
Огромное прикладное значение как в технике физ. эксперимента, так и в промышленности, на транспорте, в медицине и др. имеет т. н. УЗ-техника (см. *Ультразвук*). В устройствах УЗ-техники используются как ультразвуковой, так и гиперзвуковой, а частично и звуковой диапазоны частот. УЗ применяется как средство воздействия на вещество (напр., УЗ-технология в промышленности, терапия и хирургия в медицине), для получения информации (контрольно-измерит. применения УЗ, УЗ-диагностика, гидролокация), обработки сигналов (*акустоэлектроника*, *акустооптика*).

Особый раздел А.— биол. А.— занимающийся вопросами распространения акустич. волн в живых тканях, воздействия УЗ на биоткань, изучением звукоизлучающих и звукопринимающих органов у живых организмов. Исследованием органов и процессов звуковосприятия и звукоизлучения у человека, а также проблемами речеобразования, передачи и восприятия речи занимается физиологич. и психологич. А. Результаты этих исследований используются в звукотехнике, архитектурной А., при разработке систем передачи речи, в теории информации и связи, в музыке, медицине, биофизике и т. п.

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, [под ред. У. Мэзона и Р. Терстона], пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—74; Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенберга, [кн. 1—3], М., 1967—70; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Эльпинер И. Е., Биофизика ультразвука, М., 1973; Руденко О. В., Солуян С. И., Теоретические основы нелинейной акустики, М., 1975; Скучик Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1976; Тэйлор Р., Шум, [пер. с англ.], М., 1978; Урик Р. Д., Основы гидроакустики, пер. с англ., Л., 1978; Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П., Теоретические основы акустики океана, Л., 1982; Хаясака Т., Электроакустика, пер. с япон., М., 1982. *И. П. Голямина.*

АКУСТИКА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД — раздел акустики, в к-ром изучаются звуковые явления при движении среды или источников и приёмников звука.

Движение среды влияет на характер распространения звуковых волн, их излучение и приём. В движущейся среде скорость распространения волнового фронта равна $V=c+v_n$, где c — скорость звука в неподвижной среде, v_n — проекция скорости движения среды на нормаль к фронту. В простейшем случае движения среды как целого волновые фронты точечного источника представляют собой расширяющиеся со скоростью звука сферы, центры к-рых перемещаются со скоростью среды. Диаграмма направленности неподвижного направленного источника в движущейся



с дозвуковой скоростью среде вытягивается в направлении, противоположном движению. При движении среды со сверхзвуковой скоростью звук распространяется внутри т. н. *Маха конуса* — конуса с вершиной в источнике звука. Вне этого конуса звук отсутствует, а внутри него через любую фиксир. точку наблюдения проходят два волновых фронта. В соответствии с этим наблюдатель, расположенный внутри конуса Маха, слышит звук, приходящий с двух разл. направлений. При движении источника в неподвижной среде к эффектам, указанным выше, добавляется *Доплера эффект*. Пространственно-неоднородные течения в среде вызывают *рефракцию звука*. Так, напр., в приземном слое атмосферы скорость ветра возрастает с высотой (рис.), поэтому при распространении звука против ветра звуковые лучи изгибаются вверх, а при распространении по ветру — вниз. Этим объясняется лучшая слышимость для стоящего на земле наблюдателя с наветренной стороны и худшая — с подветренной по сравнению со слышимостью в безветрие. Турбулентное движение среды вызывает рассеяние проходящих через неё звуковых волн на неоднородностях скорости и флуктуации их амплитуд и фаз.

При взаимодействии с вихревыми течениями, образующимися при отрывном обтекании твёрдых тел, звук может поглощаться или усиливаться. Напр., струя, вытекающая из отверстия в перегородке, эффективно поглощает звук. Струя, обдувающая отверстие по касательной, при определ. соотношениях между скоростью струи, размерами отверстия и частотой звука может усиливать звук. Этим объясняется, в частности, процесс генерации звука в духовых музыкальных инструментах типа флейты. Усиление звука возможно и в свободном пространстве — при отражении от границы между покоящейся средой и средой, движущейся со сверхзвуковой скоростью (напр., от границы сверхзвуковой струи).

Нестационарные течения среды вызывают генерацию звука. Периодич. срыв вихрей за плохо обтекаемым телом порождает вихревой звук. При натекании струи на препятствие может возникнуть т. н. клиновый тон, это явление используется в газоструйных излучателях. Интенсивный звук генерируется высокоскоростными турбулентными течениями. Напр., *интенсивность звука*, порождаемого реактивной струёй стартовой ступени ракеты, достигает 150 дБ на расстоянии 100 м. Прикладные проблемы А. д. с., связанные с аэродинамич. генерацией звука в высокоскоростных потоках, составляют предмет *аэроакустики*.

Осн. ур-ния А. д. с. получают посредством линеаризации общих ур-ний гидродинамики. При исследовании процессов распространения и рассеяния звука нелинейные компоненты ур-ний отбрасываются, а при исследовании процессов генерации звука они рассматриваются в качестве источников звука. Параметры этих источников при совр. состоянии теории *турбулентности*, как правило, не могут быть найдены теоретически, поэтому для оценок интенсивности и спектрального состава звука используют разл. модели турбулентного движения.

Лит.: Блохинцев Д. И., Акустика неоднородной движущейся среды, 2 изд., М., 1981; Чернов Л. А., Акустика движущейся среды. Обзор, «Акуст. ж.», 1958, т. 4, № 4, с. 299—306; Татарский В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; Голдстейн М. Е., Аэроакустика, пер. с англ., М., 1981. *М. А. Миронов.*

АКУСТИ́ЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — раздел эксперим. акустики, в к-ром изучаются частотные зависимости параметров распространения звука (коэфф. затухания и скорости распространения) с целью определения структуры или свойств вещества.

Распространены методы А. с., основанные на исследовании затухания, и в частности *поглощения звука*. Для большинства жидкостей и газов характерна квадратичная зависимость коэфф. поглощения от частоты. Отклонение от этого закона, как правило, связано с релаксационными процессами (см. *Релаксация акустическая*), наличие к-рых в исследуемом веществе приводит к появлению *дисперсии звука*. В релаксирующих средах поглощение звука может меняться на неск. порядков, при этом изменение скорости распространения в большинстве случаев не превышает неск. процентов. В гетерогенных средах, а также в поликристаллич. твёрдых телах с размерами структурных неоднородностей порядка длины волны определяющим механизмом затухания звуковых и УЗ-колебаний при их распространении является рассеяние. Частотная зависимость затухания в этом случае имеет сложный характер и коэфф. затуханий может быть пропорц. различной степени частоты (в зависимости от соотношений размеров неоднородностей и длины волны), вплоть до четвёртой.

Методами А. с. пользуются в *молекулярной акустике* при исследовании газов и жидкостей. Анализ частотных зависимостей параметров распространения УЗ в твёрдых телах позволяет определить экстремальные диаметры *ферми-поверхностей* и эфф. массы электронов, выявить несовершенство кристаллич. решёток, дислокации, домены, кристаллиты и т. п. Дополнит. информация о структуре исследуемого вещества может быть получена при изменении внеш. условий: темп-ры, давления, напряжённости электрич. и магн. полей, освещённости, интенсивности проникающих излучений и т. п. В таких исследованиях, как правило, определяют не абс. значения параметров распространения, а их относит. изменения, при этом эти измерения на один-два порядка точнее абс. измерений. Такой подход позволяет, напр., проводить исследования слабых растворов биополимеров, где требуется разрешающая способность 10^{-6}—10^{-7} при измерениях приращений скорости звука, в то время как при измерении абс. значения скорости может быть достигнута точность 10^{-4}—10^{-5}. Аналогично при измерении относит. приращений коэфф. затухания может быть достигнута точность $(2—5)\cdot10^{-3}$, при этом значения абс. величины измеряются с точностью $(2—5)\cdot10^{-2}$.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А, М., 1968, гл. 5, 6, ч. Б, М., 1969, гл. 1—3; т. 4, ч. А, М., 1969, гл. 4, ч. Б, М., 1970, гл. 4.
Б. Е. Михалёв, А. С. Химунин.

АКУСТИ́ЧЕСКИЕ ТЕЧЕ́НИЯ (акустический, или звуковой, ветер) — регулярные течения среды, возникающие в звуковом поле большой интенсивности. А. т. могут быть как в свободном неоднородном звуковом поле, так и вблизи разл. рода препятствий. Возникновение А. т. обусловлено законом сохранения кол-ва движения: переносимое звуковой волной кол-во движения, связанное с колебаниями частиц среды, при поглощении волны передаётся среде в др. форме, вызывая её регулярное движение. Поэтому скорость А. т. пропорциональна коэфф. поглощения звука и его интенсивности, но обычно не превосходит величины *колебательной скорости частиц* в звуковой волне. А. т. всегда имеют вихревой характер.

В зависимости от соотношения характерного масштаба течения l и длины звуковой волны $\lambda=2\pi/k$, где k — волновое число, различают 3 типа А. т.: 1) течения в свободном неоднородном поле, где l определяется размером неоднородности, напр. радиусом звукового пучка r (рис.), при этом $kl \gg 1$; 2) течения в стоячих волнах, масштаб к-рых определяется длиной волны, а $kl \sim 1$; 3) течения в *пограничном слое* вблизи препятствий, помещённых в акустич. поле; в этом случае l определяется толщиной акустич. погранич. слоя $\delta=\sqrt{\nu/\omega}$ (ν — кинематич. вязкость среды, ω — круговая частота звука), а $kl \ll 1$.

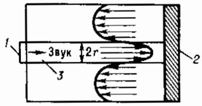


Схема течения, вызванного ограниченным пучком звука: *1* — излучатель; *2* — поглотитель звука; *3* — звуковой пучок.

Скорость А. т. u обычно мала по сравнению с амплитудой колебат. скорости v частиц в звуковой волне и характеризуется величиной $M_a kl$, где $M_a=v/c$ — акустич. *Маха число*, c — скорость звука. Скорость течения 1-го типа, вызванного ограниченным звуковым пучком при условии $M_a kl \ll 1$, по порядку величины определяется соотношением

$$\frac{u}{v}=\frac{b}{4\eta}\,M_a\,(kr)^2,$$

где $b={}^4/_3\eta+\zeta$, η и ζ — коэфф. сдвиговой и объёмной вязкости. При $M_a kl \lessgtr 1$

$$\frac{u}{v}\approx A Re_{ат} M_a\,(kr)^2,$$

где $Re_{ат}=v\lambda\rho/\eta$ — акустич. *Рейнольдса число* для А. т., ρ — плотность среды, A — константа (для воды $\approx 10^{-4}$). Скорость А. т. в стоячих звуковых волнах рассчитана Рэлеем при условии $M_a kl \ll 1$; по порядку величины она определяется соотношением $u/v \approx M_a$. Скорость течения в погранич. слое толщиной δ, согласно Г. Шлихтингу (H. Schlichting), оценивается по ф-ле $u/v \approx M_a k\delta$, применимой при условии $M_a k\delta \ll 1$. Экспериментально наблюдались течения со скоростью 0,1 м/с в воде, вызванные звуковым пучком частоты 1,2 МГц при амплитуде звукового давления $p=10$ атм и $v=1$ м/с. В воздухе в стоячей волне с уровнем интенсивности 167 дБ ($v \approx 17$ м/с) наблюдались течения со скоростью $u \approx 5$ м/с.

А. т. являются помехой при измерениях звуковых полей с помощью *радиометра акустического* и *Рэлея диска*, но они имеют и полезные применения. Пропорциональность скорости течений Эккарта величине $b/\eta \sim 1+\zeta/\eta$ позволяет по измерениям А. т. определять отношение коэфф. объёмной и сдвиговой вязкости. На явлении А. т. основано действие нек-рых типов насосов, удобных для работы в агрессивных средах. Возникновение А. т. у препятствий, помещённых в звуковое поле, усиливает процессы массо- и теплопередачи через их поверхность. А. т. являются одним из факторов, обусловливающих УЗ-очистку.

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1955, с. 212, 324; Физика и техника мощного ультразвука, [кн. 2] — Мощные ультразвуковые поля, М., 1968; Руденко О. В., Солуян С. И., Теоретические основы нелинейной акустики, М., 1975.
К. А. Наугольных.

АКУСТИ́ЧЕСКИЙ ВЕ́ТЕР — см. *Акустические течения*.

АКУСТИ́ЧЕСКИЙ ИМПЕДА́НС — см. *Импеданс акустический*.

АКУСТИ́ЧЕСКИЙ ПАРАМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС (АПР) — поглощение энергии акустич. волн определ. частоты (избират. поглощение *фононов*) системой электронных спинов парамагнетика, к-рое возникает при совпадении частоты акустич. волны (энергии фонона) с интервалом между энергетич. уровнями парамагнитного иона в приложенном магн. поле. Предсказан

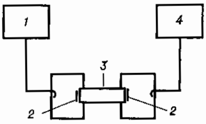
С. А. Альтшулером (1952). АПР можно рассматривать как акустич. аналог *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР). Передача энергии эл.-магн. колебаний парамагнитным частицам при ЭПР происходит непосредственно, в то время как передача акустич. энергии при АПР происходит посредством *спин-фононного взаимодействия*.

Известно неск. механизмов спин-фононного взаимодействия. В парамагнетиках наиб. существен механизм, при к-ром акустич. волна гиперзвуковой частоты модулирует *внутрикристаллическое поле*, а появляющееся при этом эл.-магн. поле той же частоты взаимодействует со спином. Поглощение энергии гиперзвуковой волны (фононов) возникает при совпадении частоты поля с разностью выраженных в частотах энергетич. уровней спина в приложенном магн. поле. Др. возможные механизмы спин-фононного взаимодействия — акустич. модуляция магн. диполь-дипольного (или обменного) взаимодействия между электронными спинами; модуляция тонкого или сверхтонкого взаимодействия электронных и ядерных спинов.

АПР наблюдается по изменению поглощения акустич. волны данной частоты в образце парамагнетика в зависимости от напряжённости приложенного магн. поля. Дополнит. *поглощение звука* характеризуется коэф. α_p

$$\alpha_p = 2W\hbar\omega\Delta n/\rho V v^3,$$

где W — вероятность перехода между спиновыми уровнями n и m под действием гиперзвука с частотой ω, $\Delta n = N_n - N_m$ — разность населённостей спиновых уровней, v — скорость распространения акустич. волны, V — объём образца, ρ — его плотность. Получение значений α_p и его зависимости от взаимной ориентации кристаллографич. осей образца и направлений магн. поля и волнового вектора УЗ-волны — цель измерений при исследованиях АПР.



Блок-схема спектрометра для изучения акустического парамагнитного резонанса.

Измерения поглощения звука обычно выполняются эхо-импульсным методом на частотах $\sim 10^{10}$ Гц. Для уменьшения основного решёточного поглощения звука, маскирующего эффект АПР, измерения проводят при гелиевых темп-рах. Акустич. импульсы излучаются и принимаются пьезоэлектрич. *плёночными преобразователями 2* (рис.), нанесёнными на противоположные плоскопараллельные торцы образца *3*. Возбуждённые СВЧ-генератором *1* акустич. импульсы распространяются через образец, многократно отражаясь от его торцов. Серия эхо-сигналов поступает в приёмник *4*, где и регистрируется. Для наблюдения АПР на частотах 10^{11}—10^{12} Гц используются методы излучения и приёма упругих колебаний с помощью сверхпроводящих плёнок, нанесённых на торцы исследуемого образца. В таких устройствах электроны сверхпроводника переводятся в возбуждённое состояние за счёт электрич. или лазерного нагрева. Рекомбинация возбуждённого состояния сопровождается излучением монохроматич. фононов с частотой, определяемой шириной сверхпроводящей щели.

С помощью АПР определяют энергетич. спектры парамагнитных ионов, исследуют механизмы спин-фононного взаимодействия, изучают динамику электронно-ядерных взаимодействий и нелинейных процессов.

Как спектроскопич. метод АПР существенно дополняет и расширяет возможности ЭПР, поскольку при акустич. резонансе разрешены практически все переходы между энергетич. уровнями спинов, а в ЭПР — только магн. дипольные переходы. Наиболее важно изучение с помощью АПР энергетич. спектров ионов с чётным числом электронов (Cr^{2+}, Fe^{2+} и др.), для к-рых характер спектра определяется *Яна — Теллера эффектом*. Использование акустич. фононов с частотами 10^{12} Гц позволило определить особенности энергетич. спектров ионов с большим нач. расщеплением уровней во внутрикристаллич. поле. Исследовано большое число парамагнитных ионов, содержащихся в диамагнетиках, полупроводниках и магнетиках, имеющих синглетное, дублетное и триплетное орбитальные состояния.

С помощью АПР проведены прямые измерения компонент тензора электронного спин-фононного взаимодействия, тогда как с помощью ЭПР определяют только интегральные кинетич. характеристики спин-решёточного взаимодействия. Информацию об искажении симметрии локального внутрикристаллич. поля парамагнетика в результате наличия дислокаций, примесных центров и др. дефектов структуры даёт изучение формы линий АПР. На этом основан метод контроля качества кристаллов. Одноврем. возбуждение системы ядерных и электронных спинов акустич. и эл.-магн. полями создаёт дополнит. возможность исследования особенностей электронно-ядерных взаимодействий.

Развитие исследований по АПР и спиновой динамике привело к созданию квантовых усилителей и генераторов УЗ. Поскольку коэф. $\alpha_p \sim (N_n - N_m)$, то при создании инверсии населённости спиновых уровней он становится отрицательным. Благодаря этому в условиях инвертирования при достаточно сильной спин-фононной связи происходит усиление акустич. волн на частоте АПР.

Если усиление превосходит затухание упругих волн в кристалле, наступает самовозбуждение системы, сопровождающееся генерацией когерентных фононов. Увеличение мощности распространяющихся через образец акустич. импульсов в условиях АПР позволило обнаружить ряд новых явлений, имеющих место в когерентной оптике,— ультразвуковые спиновое эхо и самоиндуцированную прозрачность. Значительно большее время прохождения акустич. импульса через среду по сравнению с оптич. импульсом даёт возможность получить в этих случаях более точную информацию о механизмах взаимодействия волн разл. природы со средой. При исследовании АПР в кристаллах с параэлектрич. центрами обнаружено взаимодействие гиперзвука с параэлектрич. центрами — модуляция диполь-дипольных связей.

Лит.: Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Физика фононов больших энергий, пер. с англ., М., 1976; Магнитная квантовая акустика, М., 1977; Копвиллем У. Х., Сабурова Р. В., Параэлектрический резонанс, М., 1982.

В. А. Голенищев-Кутузов.

АКУСТИ́ЧЕСКИЙ ПРОБО́Й — искажение траекторий электронов в металле в магн. поле, сопровождающееся изменением их *топологии*, под действием интенсивной УЗ-волны. При внутризонном А. п. под действием периодич. деформации в звуковой волне энергетич. зона металла расщепляется на ряд подзон, с каждой из к-рых связаны свои траектории электронов во внеш. магн. поле. Межзонный А. п. возникает, когда квазиимпульс звуковой волны близок к миним. расстоянию между электронными траекториями в импульсном пространстве в отсутствие звука. Межзонный А. п. всегда проявляется в комбинации с *магнитным пробоем*: в присутствии звука переходы, связанные с магн. пробоем, происходят при существенно меньших магн. полях и могут приводить к изменению топологии электронных траекторий. А. п. приводит к появлению новых периодов осцилляций Шубникова — де Хааза (см. *Шубникова — де Хааза эффект*), а также к изменению плавной части тензора электропроводности в сильных магн. полях.

Лит.: Брандт Н. Б. и др., Изменение топологии поверхности Ферми в кристаллах с дополнительным длинным

периодом и некоторые связанные с этим эффекты, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, в. 4, с. 204; Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Акустический пробой в металлах, «ЖЭТФ», 1977, т. 73, в. 5, с. 1873. *Ю. М. Гальперин.*

АКУСТИЧЕСКИЙ ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНА́НС (АЯМР) — поглощение энергии акустич. волн определ. частоты (избират. поглощение фононов) системой ядерных спинов твёрдого тела, возникающее при совпадении частоты УЗ с интервалом между энергетич. уровнями ядерных спинов во внеш. магнитном или *внутрикристаллическом поле*. Это явление аналогично *ядерному магнитному резонансу* (ЯМР).

Известно неск. механизмов, ответственных за поглощение энергии акустич. волн ядерными спинами (ядерные *спин-фононные взаимодействия*). Так, для *диэлектриков* с ядерными спинами $I>{}^1/_2$ наиболее существенны модуляция акустич. волной электрич. внутрикристаллич. поля и возникновение при этом переменных градиентов электрич. поля, взаимодействующих с квадрупольными моментами ядер. Для ядер с $I={}^1/_2$, у к-рых отсутствуют квадрупольные моменты, преобладает модуляция магн. диполь-дипольных взаимодействий. В *парамагнетиках*, где существует сильная связь электронов с ядрами, спин-фононное взаимодействие осуществляется посредством модуляции сверхтонких электронно-ядерных взаимодействий. Распространение акустич. волны в проводящей среде, содержащей свободные электроны, приводит к возникновению переменного магн. поля, воздействующего на ядерные спины. Однако при наличии достаточно большого квадрупольного момента в проводниках может действовать и квадрупольный механизм. Установлено, что спин-фононная связь усиливается за счёт дефектов, создающих дополнит. локальные градиенты электрич. поля на ядрах.

Изучение АЯМР проводится на УЗ-частотах 1—100 МГц двумя методами. В первом — непосредственно измеряется дополнит. *поглощение звука* в образце при резонансе. Коэфф. поглощения

$$\alpha_p = W\hbar\omega\cdot\Delta n/\rho V v^3,$$

где W — вероятность переходов между ядерными спиновыми уровнями n и m под действием УЗ с частотой ω. $\Delta n = N_n - N_m$ — разность населённостей уровней, ρ и V — плотность и объём образца, v — скорость распространения УЗ-волны. Поскольку $\alpha_p \sim 10^{-6}$—10^{-9} см$^{-1}$, то для достижения необходимой чувствительности используются те же методы, что и в ЯМР. Измерит. генератор, возбуждающий составной резонатор (образец + пьезопреобразователь), настраивается на одну из собств. частот резонатора. К образцу прикладывается магн. поле, к-рое медленно изменяется. Дополнит. поглощение акустич. энергии ядерной спин-системой проявляется в изменении амплитуды напряжения на выходе генератора при прохождении магн. полем значения, соответствующего АЯМР.

Во втором методе используется акустич. насыщение ядерных спиновых уровней. Резонансные акустич. колебания возбуждают переходы между спиновыми уровнями, а возникающее при этом изменение населённостей уровней измеряется по интенсивности сигналов ЯМР. Вследствие акустич. возбуждения спиновых переходов разность населённостей уровней, а следовательно, и интенсивность сигналов ЯМР уменьшаются в отношении

$$A/A_0 = (1+W\tau_1)^{-1/r},$$

где A_0 — первонач. интенсивность сигнала, A — интенсивность сигнала при акустич. воздействии, τ_1 — время спин-решёточной релаксации, r ($\sim$ 1—3) определяется характером распространения акустич. волн в образце.

Метод АЯМР обладает рядом дополнит. возможностей по сравнению с ЯМР, что связано с отличными от ЯМР правилами отбора для переходов и особенностями ядерного спин-фононного взаимодействия. Наиболее подробно методом АЯМР были изучены механизмы спин-фононных взаимодействий в разл. диэлектриках, что позволило усовершенствовать теорию внутрикристаллич. электрич. полей и вычислить ряд параметров кристаллич. решётки, напр. угл. характеристики хим. связей, градиенты электрич. полей на ядрах. Разработан способ оценки дефектности кристаллов на основе изучения спин-фононных взаимодействий и сравнения ширины линий АЯМР и ЯМР. Использование двойных магнитоакустич. резонансов позволило исследовать ряд новых явлений: динамич. поляризацию атомных ядер УЗ, акустич. многоквантовые переходы в многоуровневых неэквидистантных ядерных и электронно-ядерных системах. Высокая чувствительность позволяет применять двойные резонансы к изучению АЯМР ядер с малой концентрацией или слабым спин-фононным взаимодействием. Методом АЯМР были исследованы монокристаллы металлов, сплавов и низкоомных полупроводников. Такие исследования с помощью ЯМР ограничиваются только глубиной скин-слоя, в то время как использование АЯМР позволяет изучать образцы больших объёмов. Причём в ряде случаев для кристаллов с высокой проводимостью АЯМР является единств. методом исследования спиновых систем (напр., для ядер рения).

Очень большое резонансное поглощение звука ($\alpha_p \sim$ ~ 1—10^2 см$^{-1}$) обнаружено на спинах магнитоактивных ядер в антиферромагнетиках типа «плоскость лёгкого намагничивания», что связано с сильным электронно-ядерным взаимодействием. Такие вещества являются модельными образцами для исследования различных нелинейных эффектов. Так, в условиях АЯМР был обнаружен солитонный характер распространения акустич. импульсов, что ранее наблюдалось в осн. в оптич. диапазоне.

Лит.: Шутилов В. А., Ядерный магнитный резонанс на ультразвуке, «Акуст. ж.», 1962, т. 8, с. 383; Кессель А. Р., Ядерный акустический резонанс, М., 1969; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 4, ч. А, М., 1969, гл. 3; Магнитная квантовая акустика, М., 1977.
В. А. Голенищев-Кутузов.

АКУСТИ́ЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ — см. *Импеданс акустический*.

АКУСТОКОНЦЕНТРАЦИО́ННЫЙ ЭФФЕ́КТ — изменение концентрации носителей заряда вблизи поверхностей полупроводникового образца под действием распространяющегося в нём стационарного акустич. потока. Является прямым следствием увлечения носителей звуковой волной (см. *Акустоэлектрический эффект*).

АКУСТОМАГНИ́ТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ — возникновение поперечной эдс под действием УЗ-волны в твёрдом проводнике, помещённом в магн. поле. А. э. обусловлен увлечением носителей заряда УЗ-волной (см. *Акустоэлектрический эффект*) и отклонением потоков носителей заряда магн. полем. При прохождении *ультразвука* через проводник с биполярной проводимостью (собств. *полупроводник*, *полуметалл*) возникают потоки электронов проводимости и дырок в направлении распространения УЗ. Под действием перпендикулярного к ним магн. поля эти потоки отклоняются в противоположные стороны. В результате возникает эдс (или ток в случае электрически замкнутого проводника) в направлении, перпендикулярном к магн. полю и к УЗ-потоку. Т. о., А. э. в биполярных проводниках аналогичен *фотомагнитоэлектрическому эффекту* с той разницей, что потоки электронов и дырок обусловлены не градиентом концентрации носителей, вызванным неоднородным освещением образца, а УЗ-волной.

В монополярных проводниках (примесных полупроводниках) происхождение А. э. сложнее. Если в направлении УЗ-потока образец электрически замкнут, то имеет место акустоэлектрич. эффект Холла, отличающийся от обычного *Холла эффекта* тем, что продольный (диссипативный) ток создаётся не внеш.

электрич. полем, а УЗ-потоком. Если же в направлении распространения УЗ-потока образец разомкнут, то возникает акустоэлектрич. поле, к-рое компенсирует действие УЗ-волны на носители заряда так, что полный электрич. ток в направлении УЗ-потока будет равен нулю. Однако такая компенсация воздействия УЗ-потока акустоэлектрич. полем имеет место не для каждого электрона в отдельности, а лишь для нек-рого «среднего» электрона. Изменение распределения электронов по импульсам под действием УЗ-потока по своему виду существенно отличается от того, к-рое вызывается электрич. полем. Поэтому в зависимости от энергии для одних электронов преобладающим оказывается воздействие УЗ-потока, для других — воздействие компенсирующего акустоэлектрич. поля. В результате при равенстве нулю полного акустоэлектрич. (продольного) тока в образце будут существовать взаимно компенсирующиеся «парциальные» токи, создаваемые группами энергетически разл. электронов. Вследствие зависимости времени свободного пробега электронов от их энергии ср. подвижности электронов в этих «парциальных» токах будут в общем случае различны. Токи Холла, образуемые этими группами электронов, не будут компенсировать друг друга, и в направлении, перпендикулярном к магн. полю и УЗ-потоку, возникнут отличные от нуля акустомагнитоэлектрич. ток (если образец замкнут в этом направлении) или эдс (если образец разомкнут). Величина и даже знак А. э. в примесных полупроводниках зависят от механизма рассеяния носителей заряда.

Акустомагнитоэлектрич. поле по порядку величины равно:

$$E \sim \frac{\alpha W}{ens} \cdot \frac{\mu H/c}{1+(\mu H/c)^2},$$

где e — заряд электрона, s — скорость звука, α — коэфф. поглощения звука, W — плотность потока звуковой энергии, μ — подвижность носителей тока, n — концентрация носителей тока, H — напряжённость магн. поля.

А. э. возможен также в планарной конфигурации, когда векторы звукового потока, магн. поля и акустомагнитоэлектрич. поля лежат в одной плоскости. В этом случае А. э. является эффектом, чётным по магн. полю.

Первоначально предсказанный теоретически, А. э. в дальнейшем был обнаружен экспериментально в (биполярных) полуметаллах (Bi, графит) и монополярных полупроводниках (InSb, Te). Подобно фотомагнитоэлектрич. эффекту, биполярный А. э. может быть использован для измерения скорости поверхностной рекомбинации и времени жизни носителей заряда в полупроводниках. Изучение А. э. в монополярных полупроводниках даёт информацию о механизмах рассеяния носителей.

Лит.: Гринберг А. А., Крамер Н. И., Акустомагнитный эффект в пьезоэлектрических полупроводниках, «ДАН СССР», 1964, т. 157, с. 79; Эпштейн Э. М., Гуляев Ю. В., Акустомагнетоэлектрический эффект в проводниках с монополярной проводимостью, «ФТТ», 1967, т. 9, с. 376; Королюк А. П., Рой В. Ф., Акустомагнитоэлектрический эффект в теллуре, «ФТП», 1972, т. 6, с. 556; Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Турсунов Ш. С., Наблюдение смены знака акустомагнетоэлектрического эффекта в n-InSb, «ФТТ», 1976, т. 18, с. 1788; Проклов В. В., Герус А. В., Акустомагнитоэлектрический эффект в вырожденном n-InSb, «ФТП», 1977, т. 11, с. 2187; Эпштейн Э. М., Планарный акустомагнетоэлектрический эффект в полупроводниках, «ФТТ», 1979, т. 21, с. 2853; Yamada T., Acoustomagnetoelectric effect in bismuth, «J. Phys. Soc. Jap.», 1965, v. 20, p. 1424; Kogami M., Tanaka S., Acoustomagnetoelectric and acoustoelectric effects in n-InSb an low temperature, там же, 1970, v. 30, p. 775.

Э. М. Эпштейн.

АКУСТООПТИКА — пограничная область между физикой и техникой, в к-рой изучается взаимодействие эл.-магн. волн со звуковыми и разрабатываются основы применения этих явлений в технике. Взаимодействие света со звуком используется в совр. оптике, оптоэлектронике, лазерной технике для управления когерентным световым излучением. Акустооптич. устройства позволяют управлять амплитудой, частотой, поляризацией, спектральным составом светового сигнала и направлением распространения светового луча. Важной областью практич. применения акустооптич. эффектов являются системы обработки информации, где акустооптич. устройства используются для обработки СВЧ-сигналов в реальном масштабе времени.

Под действием механич. деформаций, переносимых звуковой волной, возникает пространственная модуляция оптич. свойств среды, обусловленная упругооптическим, или фотоупругим, эффектом (см. *Фотоупругость*). Оптич. свойства среды меняются во времени с частотой звуковой волны, т. е. значительно медленнее и по сравнению с периодом эл.-магн колебаний в световой волне, и по сравнению со временем прохождения светового луча через звуковой пучок. В зависимости от соотношения между поперечным размером падающего оптич. пучка d и длиной звуковой волны Λ распространение света в такой среде сопровождается явлениями либо акустооптич. рефракции, либо *дифракции света на ультразвуке*. Дифракция света происходит не только на вводимой извне звуковой волне, но и на коллективных возбуждениях среды — акустич. *фононах*, в результате чего возникает рассеяние света со сдвигом частоты вверх и вниз на величину частоты фонона (*Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). В спектре рассеянного излучения появляются пары сдвинутых по частоте компонент Мандельштама — Бриллюэна, отвечающих рассеянию света на продольных и поперечных акустич. фононах.

Акустооптич. взаимодействие сводится к эффектам оптич. рефракции и дифракции лишь при низких интенсивностях оптич. излучения. С повышением интенсивности света всё возрастающую роль начинают играть нелинейные эффекты воздействия света на среду. Из-за *электрострикции* и эффектов нагревания среды оптич. излучением в ней возникают переменные упругие напряжения и генерируются звуковые волны с частотами от слышимых до гиперзвуковых — т. н. оптоакустические или *фотоакустические явления*.

В поле мощного оптич. излучения в результате одноврем. протекания процессов дифракции света на УЗ и генерации УЗ-волн вследствие электрострикции происходит усиление светом УЗ-волны. В частности, при распространении в среде интенсивного лазерного излучения наблюдается т. н. вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна, при к-ром происходит усиление лазерным излучением тепловых акустич. шумов, сопровождающееся нарастанием интенсивности рассеянного света. К оптоакустич. эффектам относится также генерация акустич. колебаний периодически повторяющимися световыми импульсами, к-рая обусловлена переменными механич. напряжениями, возникающими в результате теплового расширения при периодич. локальном нагревании среды светом.

Эффекты акустооптич. взаимодействия используются как при физ. исследованиях, так и в технике. Дифракция света на УЗ даёт возможность измерять локальные характеристики УЗ-полей. По угловым зависимостям дифрагированного света определяются диаграмма направленности и спектральный состав акустич. излучения. Анализ эффективности дифракции в разл. точках образца позволяет восстановить картину пространственного распределения интенсивности звука. В частности, на основе акустооптич. эффектов осуществляется *визуализация звуковых полей*. С помощью брэгговской дифракции удаётся получить информацию о спектральном, угловом и пространственном распределении акустич. фононов в ДВ-области фононного спектра. Этот метод представляет ценность для изучения неравновесных акустич. фононов, напр. в условиях фононной (акустоэлектрической) неустойчивости в полупроводниках, обусловленной усилением

УЗ сверхзвуковым дрейфом носителей заряда (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*).

Акустооптич. дифракция позволяет также измерять многие параметры вещества: скорость и коэфф. поглощения звука, модули упругости 2-го, 3-го и более высоких порядков, упругооптич. постоянные и др. величины. Так, из условия Брэгга по известным значениям частоты УЗ f и длины волны света λ и по измеренному углу $2\theta_Б$ между падающим и дифрагированными световыми лучами определяют скорость звука: $c_{зв}=\lambda f/2\sin\theta_Б$ (где $\theta_Б$ — угол Брэгга). На основе полученных таким образом значений $c_{зв}$ для разл. направлений рассчитывается полная матрица модулей упругости $\{C_{ij,\,kl}\}$. Коэфф. поглощения звука α можно найти, сравнивая интенсивности I_1 и I_2 дифрагированного света, измеренные при двух положениях падающего светового луча, смещённых друг относительно друга на расстояние a вдоль направления распространения звуковой волны:

$$\alpha=\frac{1}{2a}\ln\frac{I_1}{I_2}\,.$$

При распространении в среде звуковых волн большой интенсивности данные о модулях упругости высших порядков получают измеряя с помощью брэгговской дифракции амплитуды возникающих в волне гармоник (см. *Нелинейная акустика*), к-рые пропорциональны нелинейным модулям упругости соответствующих порядков.

Для исследования дисперсии скорости звука и коэфф. его поглощения на гиперзвуковых частотах используется рассеяние Мандельштама — Бриллюэна. Пропуская через среду луч когерентного оптич. излучения и фиксируя угол рассеяния θ, можно из условий Брэгга по величине спектрального сдвига f компонент Мандельштама — Бриллюэна определить скорость звука $c_{зв}$ на данной частоте f. На основе измерений полуширины δf компонент Мандельштама — Бриллюэна определяется коэфф. поглощения α на этой частоте: $\alpha=2\pi\cdot\delta f/c_{зв}$.

На основе оптоакустич. генерации звука создан метод *фотоакустической спектроскопии* для получения спектров оптич. поглощения веществ в разл. физ. состояниях. В этом методе коэфф. поглощения света измеряется по интенсивности звуковых колебаний, возбуждаемых периодически прерываемым светом. Напр., при периодич. нагреве газа в нём возникают звуковые колебания с амплитудой, пропорц. поглощённой световой энергии. Меняя длину волны падающего света, можно получить фотоакустич. спектр вещества — полный аналог спектра поглощения, измеряемого обычными методами. Достоинство фотоакустич. спектроскопии в высокой чувствительности метода, позволяющего получать спектры оптич. поглощения в широком диапазоне световых длин волн, включающем в себя как области сильного поглощения, так и области прозрачности; кроме того, этим методом измеряется только та часть энергии падающего излучения, к-рая действительно поглощается веществом, а рассеянное излучение никакого вклада не даёт. Это позволяет исследовать спектры поглощения образцов с плохим качеством поверхности: порошков, рыхлых, пористых материалов, биол. объектов.

Акустооптические устройства. На основе эффектов дифракции и рефракции света на УЗ создаются активные оптич. элементы, позволяющие управлять всеми параметрами светового луча, а также обрабатывать информацию, носителем к-рой являются как световая, так и звуковая волны. Основу таких устройств составляет акустооптич. ячейка (АОЯ), состоящая из рабочего тела (твердотельного образца или кюветы с жидкостью), в объёме к-рого происходит взаимодействие света с УЗ-волной, и излучателя УЗ (обычно *пьезоэлектрического преобразователя*). В зависимости от назначения имеется неск. типов акустооптич. приборов: дефлекторы, модуляторы, фильтры, процессоры и др.

Акустооптич. дефлекторы и сканеры — устройства для управления направлением светового луча в пространстве. Сканеры предназначаются для непрерывной развёртки луча; в дефлекторе имеется набор фиксированных направлений, по к-рым должен отклоняться световой луч.

В дифракц. дефлекторе (рис. 1) луч света падает на АОЯ, в к-рой возбуждается звуковая волна частоты f и в результате брэгговской дифракции частично отклоняется. При изменении f меняется и угол

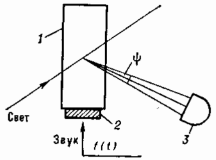


Рис. 1. Схема акустооптического дефлектора: 1 — акустооптическая ячейка; 2 — излучатель ультразвука; 3 — фотоприёмное устройство; ψ — максимальное угловое перемещение луча.

отклонения дифрагированного луча и луч перемещается по экрану фотоприёмного устройства. Использование частотно-модулированных звуковых сигналов (см. *Модуляция колебаний*) позволяет управлять направлением светового луча. Чтобы изменить направление дифрагированного луча при неизменном угле падения света на АОЯ, необходимо одновременно с частотой менять и направление распространения звуковой волны, так чтобы условие Брэгга выполнялось повсюду внутри интервала Δf звуковых частот — т. н. полосы пропускания дефлектора. Δf определяет и др. параметры прибора: макс. угл. перемещение луча дифрагированного света

$$\psi=\frac{\lambda}{c_{зв}\cos\theta_Б}\,\Delta f$$

и разрешающую способность N, т. е. число различимых положений светового луча в пределах ψ. Разрешающая способность определяется величиной ψ и угл. расходимостью $\gamma_{опт}$ светового пучка: $N=\psi/\gamma_{опт}=\psi\, d/\lambda$, где d — поперечный размер светового пучка. Важной характеристикой устройств пространственного управления лучом является также эффективность дифракции $\eta=I_1/I_0$ — отношение интенсивности I_1 отклонённого света к интенсивности I_0 падающего.

В простейшем случае условия Брэгга выполняются благодаря расходимости акустич. пучка. Расходящийся пучок можно рассматривать как совокупность плоских волн, волновые векторы к-рых лежат внутри угл. интервала $\gamma_{ак}$. Для заданной частоты звука f дифракция будет происходить лишь на той компоненте пучка, для к-рой волновой вектор удовлетворяет условию Брэгга. При изменении f этому условию удовлетворяет уже др. компонента пучка. При использовании изотропного материала в качестве рабочего тела АОЯ $\psi=2\gamma_{ак}\approx 2\Lambda/D$, где D — поперечный размер звукового пучка, Λ — длина волны звука. В соответствии с этим полоса пропускания Δf и разрешающая способность N оказываются пропорциональными расходимости акустич. пучка:

$$\Delta f=2\cdot\frac{c_{зв}\cos\theta_Б}{\lambda}\,\gamma_{ак},\quad N=\frac{2\gamma_{ак}\,d}{\lambda}\,.$$

Для дефлектора с высокой разрешающей способностью требуется значит. расходимость звукового пучка, а следовательно, его миним. ширина D. Уменьшение эффективности η, вызванное уменьшением длины акустооптич. взаимодействия, компенсируют увеличением вводимой акустич. мощности. Однако с увеличением N падает эффективность использования этой мощности, т. к. на дифракцию света расходуется лишь $1/N$ её часть.

Применение в АОЯ двулучепреломляющих материалов позволяет существенно улучшить характеристики дефлекторов. С этой целью используется анизотропная дифракция света вблизи миним. значения угла Брэгга θ_{min}. При падении света на звуковой пучок под углом θ_{min} небольшая расходимость звукового пучка обеспечивает выполнение условия Брэгга для достаточно широкого диапазона акустич. частот, а следовательно, и значит. интервал углов отклонения дифрагированного света. Это позволяет пользоваться широким акустич. пучком, что снижает акустич. мощность, необходимую для получения высокой эффективности дифракции η, и даёт значит. выигрыш в разрешении по сравнению с дефлекторами, в к-рых используются изотропные материалы. Однако рабочие частоты таких приборов лежат обычно в гигагерцевом диапазоне.

Управлять дифрагированным лучом можно используя т. н. фазированную решётку излучателей — ступенчатую систему сдвинутых по фазе преобразователей, параметры к-рой подбираются таким образом, чтобы фронт волны, отвечающей центр. частоте полосы пропускания, был параллелен плоскости отд. преобразователя, а при изменении частот фронт поворачивался бы так, чтобы компенсировать соответствующее приращение угла Брэгга. Этот способ возбуждения звука позволяет в неск. раз увеличить полосу пропускания и разрешающую способность дефлекторов.

Существуют акустооптич. дефлекторы, осуществляющие двухкоординатное отклонение светового луча. В этом случае используются два скрещенных одномерных дефлектора, к-рые могут быть совмещены в одной акустооптич. ячейке, если в ней возбуждаются акустич. волны в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Совр. дефлекторы позволяют получать 10^3—10^4 разрешимых элементов со временем перехода от одного элемента к другому порядка 10^{-6}—10^{-7} с. Доля отклонённого света достигает неск. десятков процентов при потребляемой акустич. мощности 0,1—1 Вт.

В устройствах, основанных на акустооптич. рефракции, отклонение светового луча осуществляется в результате искривления его пути при прохождении через среду, в к-рой стоячей или бегущей звуковой волной создаётся неоднородная деформация. Такие устройства представляют собой относительно низкочастотные приборы ($f \leqslant 0,5$ МГц), осуществляющие развёртку светового пучка по синусоидальному закону. Кпд рефракц. устройств мал, т. к. лишь ничтожная часть звуковой энергии, заключённой в объёме АОЯ, расходуется на отклонение светового луча.

А к у с т о о п т и ч. м о д у л я т о р ы — приборы, управляющие интенсивностью световых пучков на основе перераспределения световой энергии между проходящим и дифрагированным светом. Обычно используется модуляция дифрагированного света, т. к. 100%-ная модуляция проходящего излучения требует значит. акустич. мощностей. Акустооптич. модулятор представляет собой АОЯ, в к-рой распространяется амплитудно-модулир. звуковая волна. Падающий на АОЯ свет частично дифрагирует, и отклонённый луч принимается фотоприёмным устройством. В модуляторах используется как брэгговская дифракция, так и дифракция Рамана — Ната. Быстродействие модулятора определяется временем прохождения звукового сигнала через поперечное сечение светового пучка и оказывается $\sim 10^{-6}$—10^{-7} с. Акустооптич. модуляторы при макс. простоте конструкций позволяют осуществлять такие сложные операции, как параллельная обработка информации в акустооптич. процессорах.

А к у с т о о п т и ч. ф и л ь т р ы — устройства, позволяющие выделить из широкого спектра оптич. излучения достаточно узкий интервал длин световых волн, удовлетворяющих условию Брэгга. Изменяя частоту звука, можно выделяемый интервал перемещать по оптич. спектру в широких пределах.

Как правило, в акустооптич. фильтрах используется анизотропная дифракция в двулучепреломляющих кристаллах (рис. 2). На АОЯ *1* падает плоскополяризованный свет, степень поляризации к-рого контролируется поляризатором *2*. В АОЯ в результате анизотропной брэгговской дифракции в узком спектральном интервале возникает оптич. излучение другой поляризации. Наличие его определяется анализатором *3*. Монохроматич. звук создаётся электроакустич. преобразователем *4*. Эффективность фильтров увеличивается с ростом длины взаимодействия света со звуком $\mathscr{L}$, поэтому в них используется, как правило, коллинеарная дифракция, при к-рой направления распространения света и звука совпадают (рис. 2, *а*), хотя известны акустооптич. фильтры и с неколлинеарными взаимодействиями (рис. 2, *б*). Ширина полосы пропускания фильтра $\Delta\lambda_0$ (где λ_0 — длина волны света в вакууме) определяется спектральной шириной излучения, возникающего в результате брэгговской дифракции. Для коллинеарной дифракции $\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{2|n_1 - n_0|\mathscr{L}}$, где n_0 — показатель преломления падающего света, n_1 — дифрагированного. В реальных устройствах ширина полосы пропускания зависит, кроме того, от расходимости как светового, так и акустич. пучков и спектрального состава акустич. сигнала. Величина $\Delta\lambda_0$ существенно зависит от выбора участка эл.-магн. спектра; в видимом диапазоне для совр. акустооптич. фильтров она не превышает неск. Å. Эффективности имеющихся фильтров составляют 50—100% при интенсивности звука $I_{ак} \sim 1$ Вт/см^2 и $\mathscr{L} \sim$ неск. см. Диапазон оптич. перестройки определяется шириной полосы частот электроакустич. преобразователя и частотной зависимостью поглощения УЗ. Как правило, он достаточен для перекрытия всего оптич. диапазона.

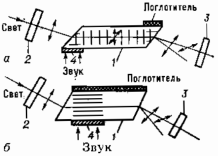


Рис. 2. Схемы акустооптических фильтров на основе коллинеарной (*а*) и неколлинеарной (*б*) дифракций.

Акустооптич. устройства используются как для внеш. управления световым лучом, так и для управления процессом генерации и параметрами когерентного излучения внутри оптич. квантового генератора. Помещённая внутри оптич. резонатора АОЯ модулирует его добротность и отклоняет лазерный луч для вывода его из резонатора. Использование акустооптич. фильтров в лазерах с широким спектром генерации позволяет получать узкие линии излучения, перестраиваемые внутри диапазона генерации изменением акустич. частоты. Введение акустич. волны непосредственно в активную среду позволяет осуществлять распределённую обратную связь, при к-рой переотражения светового излучения возникают в результате дифракции его на УЗ-волне. Распределённая обратная связь обеспечивает высокую спектральную селективность и позволяет управлять интенсивностью генерир. света, меняя эффективность обратной связи за счёт изменения амплитуды звуковой волны.

А к у с т о о п т и ч. п р о ц е с с о р ы. Акустооптич. приборы, рассмотренные выше, служат основой для создания устройств обработки СВЧ-сигналов — т. н. процессоров, к-рые, в отличие от цифровых вычислит. машин, позволяют производить обработку информации в реальном масштабе времени. В акустооптич. процессоре переменный во времени электрич. сигнал преобразуется электроакустич. преобразователем в УЗ-волну, к-рая, распространяясь в АОЯ, создаёт пространственное звуковое изображение сигнала. При дифракции света на звуковом сигнале в дифрагированном излучении возникает оптич. изображение сигнала, к-рое затем обрабатывается с помощью разл. оптич. элементов: линз, зеркал, диафрагм, транспарантов и др. Обработка сигнала осуществляется путём одноврем. считывания всей запасённой в звуковом импульсе информации. Акустооптич. процессоры осуществляют быстрое, в реальном масштабе времени, фурье-разложение СВЧ-сигнала, частотную фильтрацию сигнала, нахождение ф-ции корреляции исследуемого сигнала с заданным и др. операции.

Действие процессоров, предназначенных для анализа спектра или частотной фильтрации СВЧ-сигнала, основано на преобразовании частотного спектра звукового сигнала в угл. спектр дифрагированного света. По угл. распределению его интенсивности можно получить спектральную характеристику СВЧ-сигнала. Помещая на пути световых лучей оптич. транспаранты с переменной прозрачностью, изменяют угл. распределение интенсивности дифрагированного света и тем самым получают на выходе фотоприёмного устройства фильтрованный электрич. сигнал.

В процессоре для фурье-разложения сигнала с использованием дифракции Рамана — Ната (рис. 3) монохроматич. свет падает на АОЯ *1*, в к-рой распространяется звуковой сигнал, являющийся пространственным изображением электрич. сигнала $S(t)$ на входе АОЯ. В результате в фокальной плоскости aa' линзы *2* возникает распределение интенсивности света *1*, к-рое как ф-ция расстояния x до оси линзы определяется спектральной характеристикой $S(\omega)$ вводимого сигнала:

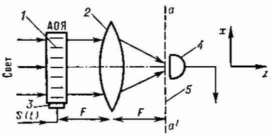


Рис. 3. Акустооптический анализатор спектра, работающий в режиме дифракции Рамана — Ната.

$$I(x) \sim \left| \tilde{S}\left(\frac{kx}{F}\right) \right|^2,$$

где $\tilde{S}(\omega)$ — *фурье-образ* СВЧ-сигнала $S(t)$, k — волновое число световой волны, F — фокусное расстояние линзы *2*. Распределение фототока, измеренное фотодетектором *4* в плоскости aa', даёт спектральное распределение входного сигнала $S(t)$. Структурная схема процессоров, использующих брэгговскую дифракцию, отличается только способом ввода светового пучка в АОЯ. Поскольку при дифракции Брэгга угол падения светового луча строго задан, то для осуществления дифракции на всех частотах, входящих в спектр звукового сигнала, необходимо освещение АОЯ расходящимся световым пучком.

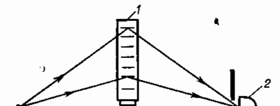


Рис. 4. Процессоры для сжатия импульсного сигнала с линейной частотной модуляцией на основе изотропной брэгговской дифракции: *1* — акустооптическая ячейка, *2* — фотодетектор.

Акустооптич. процессоры используются для сжатия радиоимпульса с линейной частотной модуляцией (рис. 4). Такой сигнал создаёт в АОЯ акустич. волну, длина к-рой меняется вдоль направления распространения, поэтому при дифракции Брэгга углы отклонения света на разл. участках звукового импульса будут различны. Сжатие импульса обусловлено тем, что световые лучи, отклоняемые отд. участками звукового импульса, попадают на фотодетектор одновременно.

Акустооптич. **к о р р е л я т о р** предназначен для нахождения ф-ции корреляции двух сигналов — исследуемого $S(t)$ и опорного $r(t)$:

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\tau - t)\, r(\tau)\, d\tau.$$

Действие коррелятора основано на оптич. перемножении изображений этих сигналов. Свет в акустооптич. модуляторе, дифрагируя на звуковой волне, модулированной сигналом $S(t)$, формирует оптич. изображение этого сигнала. Далее дифрагированный свет проходит через пространственный фильтр, пропускание к-рого меняется по закону $r(x)$ и собирается на фотоприёмном устройстве, на выходе к-рого возникает сигнал, пропорциональный ф-ции корреляции $\varphi(t)$. В качестве пространственного фильтра может использоваться второй акустооптич. модулятор, в к-ром УЗ-волны модулируются сигналом $r(t)$. В акустооптич. корреляторах используется как дифракция Рамана — Ната, так и брэгговская дифракция (рис. 5). Если в модуляторах *1* и *1'* распространяются одинаковые акустич. сигналы, то световые лучи, прошедшие через них, будут параллельны падающему лучу. Свет фокусируется линзой *2* на фотодетекторе *3*, сигнал с к-рого в этом случае будет максимальным. Если же

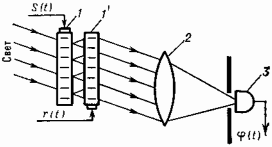


Рис. 5. Акустооптический коррелятор.

сигналы S и r неодинаковы, то сигнал на выходе фотодетектора будет пропорционален ф-ции взаимной корреляции.

Процессоры на основе разл. акустооптич. устройств могут работать в широком диапазоне частот, вплоть до 10 ГГц. Они применяются в разл. системах обработки информации, особенно там, где имеются ограничения по габаритам, весу и энергопотреблению аппаратуры.

Акустооптическое взаимодействие в оптических волноводах. В оптич. волноводах, представляющих собой тонкий слой прозрачного материала на поверхности подложки (т. н. планарные волноводы), возникает взаимодействие оптич. волноводных мод с *поверхностными акустическими волнами* (ПАВ), обычно рэлеевскими. В результате появляется свет, распространяющийся вдоль плоскости волновода, но отклонённый от своего первоначального направления. Для эфф. дифракции необходимо, чтобы в плоскости волновода световые лучи падали на пучок ПАВ под соответствующим брэгговским углом. Поскольку даже в изотропной волноводной системе скорости распространения разных оптич. мод отличны друг от друга, то при разл. углах падения светового пучка возможна как дифракция света без изменения номера моды, аналогичная обычной брэгговской дифракции, так и дифракция, при к-рой падающий и дифрагированный свет принадлежит к разным волноводным модам. В последнем случае законы дифракции аналогичны закономерностям анизотропной дифракции, возникающей при взаимодействии объёмных волн в двулучепреломляющей среде. В волноводных системах распределение как эл.-магн. полей для оптич. моды, так и поля деформации в ПАВ неоднородно в поперечном сечении волновода. Эффективность акустооптич. дифракции в оптич. волноводе сильно зависит от степени перекрытия этих полей. Она максимальна, когда глубины проникновения света и звука в волноводный слой одного порядка. Толщина волновода подбирается так, чтобы число мод, распространяющихся в нём, было невелико. Эти условия определяют толщины световода порядка 1—3 мкм и оптимальные частоты ПАВ — в диапазоне 300—800 МГц.

Акустооптич. дифракция в планарных структурах используется для создания поверхностных аналогов акустооптич. устройств на объёмных волнах, описанных выше. Световодные акустооптич. устройства, наряду с прочими достоинствами планарной технологии, позволяют существенно уменьшать подводимые к акустооптич. ячейке управляющие мощности, поскольку энергия в поверхностной волне сосредоточивается в тонком приповерхностном слое. Создавая излучатели ПАВ спец. формы, можно получать акустич. поля, позволяющие значительно улучшить характеристики планарных акустооптич. устройств.

Возможно также воздействие акустич. волны на распространение света в волоконных световодах, представляющих собой волокно из прозрачного материала с неоднородным распределением показателя преломления по его сечению. Звуковая волна модулирует амплитуду и фазу световой волны. Изменение фазы происходит как из-за изменения показателя преломления в результате упругооптич. эффекта, так и вследствие изменения длины и диаметра волновода под действием механич. напряжений в звуковой волне. Изменение амплитуды световой волны также обусловлено механич. напряжениями, приводящими к искажению профиля показателя преломления и утечке части светового излучения из волновода. Возможна также амплитудная модуляция излучения в световоде в результате брэгговской дифракции на высокочастотной УЗ-волне, к-рая распространяется перпендикулярно оси волновода.

Фазовая модуляция в волоконных световодах применяется в волоконных линиях связи для ввода информации в световод. На акустооптич. взаимодействии основано также применение волоконных световодов в качестве приёмников звука. В погружённом в жидкость световоде под воздействием распространяющейся в ней звуковой волны происходит модуляция фазы светового излучения. Величина модуляции, пропорциональная звуковому давлению, регистрируется на выходе из световода фотоприёмником. Поскольку величина модуляции определяется также длиной акустич. воздействия, то использование длинных световодов позволяет создавать высокочувствит. приёмники акустич. колебаний.

Лит.: Физическая акустика, [под ред. У. Мэзона и Р. Терстона], пер. с англ., т. 7, М., 1974; Ребрин Ю. К., Управление оптическим лучом в пространстве, М., 1977; Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н., Дифракция света на звуке в твёрдых телах, «УФН», 1978, т. 124, в. 1, с. 61; Магдич Л. Н., Молчанов В. Я., Акустооптические устройства и их применение, М., 1978; Яковкин И. Б., Петров Д. В., Дифракция света на акустических поверхностных волнах, Новосиб., 1979. *В. М. Левин.*

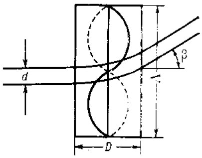
АКУСТООПТИ́ЧЕСКАЯ ДИФРА́КЦИЯ — то же, что *дифракция света на ультразвуке*.

АКУСТООПТИ́ЧЕСКАЯ РЕФРА́КЦИЯ — искривление хода световых лучей в неоднородно деформированной звуковой волной среде. Возникает А. р. в случае, когда поперечный размер светового пучка d значительно меньше длины звуковой волны Λ. Тонкий световой луч ($d \ll \Lambda$), падающий нормально на звуковой пучок толщиной D (рис.), после прохождения его отклоняется от своего первоначального направления на угол β, пропорциональный длине $\mathscr{L}$ пути светового луча в звуковом поле ($\mathscr{L} \approx D$) и градиенту показателя преломления n.

Угол отклонения меняется во времени с частотой звука Ω по закону:

$$\beta = 2\pi\,(\Delta n D / n\Lambda)\sin\Omega t,$$

определяя синусоидальный закон сканирования светового луча. Здесь $\Delta n = pn^3S_0/2$ — амплитуда модуляции показателя преломления n, S_0 — амплитуда деформации в звуковой волне, p — *упругооптическая постоянная* вещества (постоянная Поккельса), характеризующая зависимость показателя преломления от упругой деформации. Величина угла отклонения ограничена, т. к. при больших β искривлённый световой луч попадает в область звуковой волны, где градиент деформации меняет знак, и начинается отклонение луча в противоположную сторону. Для воды углы отклонения не превышают 3,4° при интенсивности звука ок. 100 Вт/см².



В. М. Левин.

АКУСТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ДОМЕ́НЫ (звукоэлектрические домены) — области сильного электрич. поля и большой интенсивности низкочастотных акустич. фононов (акустич. шумов) в полупроводнике, возникающие при усилении фононов дрейфом носителей заряда (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*). При приложении достаточно сильного электрич. поля к пьезоэлектрич. полупроводнику акустич. шумы в нём могут существенно усиливаться. Интегральная интенсивность усиленных шумов может достигать большой величины, так что изменяются макроскопич. свойства кристалла. Как правило, при этом электронроводность уменьшается, в результате чего на области с большой интенсивностью шумов падает значит. часть приложенного к образцу напряжения. Т. о., возникает неустойчивость, приводящая к образованию областей сильного электрич. поля и большой интенсивности шумов — А. д. Уменьшение электропроводности может быть обусловлено разл. механизмами. Одним из наиболее важных является *акустоэлектрический эффект*, состоящий в увлечении носителей заряда звуковой волной. В режиме усиления фононы увлекают носители заряда против омич. тока, что приводит к уменьшению электрич. тока через образец. Уменьшение электропроводности может быть обусловлено также наличием ловушек, захватывающих носители заряда.

На опыте наблюдаются как статические, так и движущиеся А. д. Первые, как правило, образуются в высокоомных материалах (напр., в фотопроводящем CdS с уд. сопротивлением $\sim 10^3$—10^5 Ом·см при комнатной темп-ре), вторые — в сравнительно низкоомных материалах (полупроводящие образцы CdS, GaAs, GaSb, Te, ZnO и др.). Размеры А. д. обычно составляют 0,1—1 мм. Они образуются на неоднородностях образца, каковыми могут служить и электроды. Статич. А. д., как правило, возникают вблизи анода, а движущиеся —на аноде исчезают. При наличии статич. А. д. наблюдается эффект насыщения тока: плотность тока не зависит от приложенного напряжения и близка к произведению заряда электрона на концентрацию электронов и скорость звука. При наличии движущихся А. д., скорости движения к-рых обычно порядка скорости звука, в цепи, содержащей образец, возникают осцилляции тока во времени. Период этих осцилляций складывается из т. н. времени зарождения (инкубации) А. д., зависящего от величины электрич. поля, и времени прохождения образца доменом. Электрич. поле в А. д., в низкоомных материалах может значительно превышать поле в остальной части образца (до 10^2 раз); в высокоомных образцах превышение не столь велико. Распределение электрич. поля в А. д. изучалось экспериментально как с помощью зондов, так и по поглощению СВЧ-волн. Спектральное распределение шумов в А. д. изучалось по *Мандельштама — Бриллюэна рассеянию* света.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г., Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках, М., 1972, гл. 8; Butler M. B. N., Acoustic domains, «Repts Progr. Phys.», 1974, v. 37, p. 421.

Ю. М. Гальперин.

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — появление в проводнике постоянного тока в замкнутой цепи (т. н. акустоэлектрич. тока) или электрич. напряжения на концах разомкнутого проводника (т. н. акустоэдс) при распространении в нём акустич. волны. А. э. был предсказан Р. Парментером (1953) и впервые обнаружен Г. Вайнрайхом и Х. Дж. Уайтом (1957). А. э. возникает из-за увлечения носителей тока акустич. волной вследствие *акустоэлектронного взаимодействия*, при к-ром часть импульса, переносимого волной, передаётся электронам проводимости, в результате чего на них действует ср. сила, направленная в сторону распространения волны. В соответствии с этим А. э. меняет знак при изменении направления волны на противоположное. А. э.— одно из проявлений нелинейных эффектов в акустике (см. *Нелинейная акустика*); он аналогичен др. эффектам увлечения, напр. акустич. ветру (см. *Акустические течения*).

Передача импульса от волны электронам сопровождается поглощением звуковой энергии, поэтому действующая на электрон сила пропорциональна коэф. электронного поглощения звука α_e и интенсивности акустич. волны I. Плоская волна, интенсивность к-рой при прохождении слоя толщиной Δx уменьшается за счёт электронного поглощения на величину $\alpha_e I \Delta x$, передаёт в среду механич. импульс $\alpha_e I \Delta x / v_s$, приходящийся на $n_e \Delta x$ электронов слоя (v_s — скорость звука, n_e — концентрация свободных электронов). Следовательно, на отд. электрон действует ср. сила

$$F = \alpha_e I / n_e v_s. \tag{1}$$

Под действием этой силы появляется акустоэлектрич. ток, плотность к-рого $J_{ae} = \mu n_e F$ (μ — подвижность электронов) определяется соотношением

$$J_{ae} = \mu \alpha_e I / v_s \tag{2}$$

(соотношение Вайнрайха). В случае произвольных акустич. полей выражение для акустоэлектрич. тока получается как среднее по времени значение произведения переменной концентрации свободных носителей $n_{\sim}$, возникающих под действием акустич. полей в проводнике, и их переменной скорости $v_{\sim}$.

$$J_{ae} = e \langle n_{\sim} v_{\sim} \rangle \tag{3}$$

(e — заряд электрона).

Возникновение А. э. может быть объяснено с позиций квантовой механики, если рассматривать акустич. волну с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$ как поток когерентных *фононов*, каждый из к-рых несёт энергию $\hbar\omega$ и импульс $\hbar \boldsymbol{k}$. При поглощении фонона электрон получает дополнит. скорость, в результате чего появляется электрич. ток (2).

Для наблюдения А. э. измеряют либо ток в проводнике, в к-ром внеш. источником возбуждается звуковая волна (рис. 1, *а*), либо напряжение на его разомкнутых концах (рис. 1, *б*). В последнем случае на концах проводника возникает эдс, индуцированная звуковой волной (акустоэдс):

$$U_{ae} = \frac{1}{e} \int_0^L F(x)\, dx = \frac{\alpha_e \mu I_0}{\alpha \sigma v_s} \left(1 - e^{-\alpha L}\right), \tag{4}$$

где L — длина проводника, I_0 — интенсивность звука на входе образца, $\alpha = \alpha_e + \alpha_0$ — коэффициент поглощения звука, учитывающий как электронное поглощение α_e, так и решёточное α_0, σ — проводимость образца.

Величина А. э., так же как и значение электронного поглощения звука, зависит от частоты УЗ. А. э. максимален, когда длина волны оказывается одного порядка с радиусом дебаевского экранирования для свободных электронов. Акустоэдс существенно меняется с изменением σ и имеет максимум в области значений σ_m, где электронное поглощение звука также максимально (рис. 2). Такие зависимости наблюдаются в фотопроводящих полупроводниках, в к-рых значит.

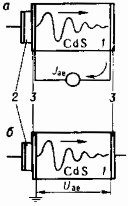


Рис. 1. Схемы измерений: *а* — акустоэлектрического тока J_{ae}, *б* — акустоэдс U_{ae}; *1* — кристалл пьезополупроводника, *2* — излучающий УЗ-преобразователь, *3* — металлические электроды.

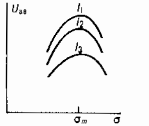


Рис. 2. Зависимость акустоэдс U_{ae} от проводимости кристалла при различных интенсивностях УЗ: $I_1 < I_2 < I_3$.

изменения проводимости происходят при изменении освещённости.

А. э. экспериментально наблюдается в металлах и полупроводниках. Однако в металлах и центросимметричных полупроводниковых кристаллах, таких, как Ge и Si, он невелик из-за слабого акустоэлектронного взаимодействия. Значит. А. э. (на 5—6 порядков больший, чем в Ge) наблюдается в пьезополупроводниках (CdS, CdSe, ZnO, GaAs, InSb и др.). За счёт сильного пьезоэлектрич. взаимодействия электронов проводимости с акустич. волной на частотах $(0{,}5-1) \cdot 10^9 c^{-1}$ в образцах длиной ок. 1 см возникает акустоэдс ~неск. вольт при интенсивности звука ~1 Вт/см^2.

Особый характер носит А. э. в полупроводниках, помещённых в сильное электрич. поле E, где коэф. электронного поглощения УЗ зависит от скорости дрейфа носителей $v_d = \mu E$. При сверхзвуковой скорости дрейфа ($v_d > v_s$) коэф. α_e меняет знак и вместо поглощения звуковой волны происходит её усиление. При этом акустоэдс также меняет знак: звуковая волна уже не увлекает, а тормозит электроны проводимости. Ср. сила, действующая на электрон, направлена в сторону, противоположную направлению распространения

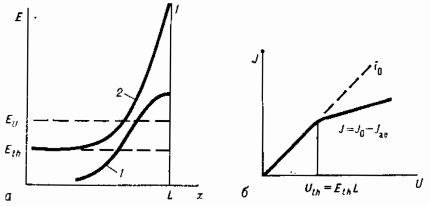


Рис. 3. *а* — рост интенсивности I фононов (*1*) и перераспределение электрического поля (*2*) вдоль длины кристалла L при генерации фононов в пьезополупроводнике (E_U — начальное значение напряжённости поля в кристалле, а E_{th} — пороговое, выше к-рого происходит генерация фононов); *б* — отклонение тока от омического значения.

волны, так что воздействие УЗ уменьшает электрич. ток в образце — акустоэлектрич. ток вычитается из тока проводимости.

В сильных электрич. полях А. э. имеет место даже в отсутствие внеш. волны, из-за того что в полупроводнике происходят генерация и усиление фононов внутри конуса углов θ вокруг направления дрейфа носителей, для к-рых $v_d \cos\theta > v_s$ — акустич. аналог *Черенкова —*

Вавилова излучения. Сила, действующая на носители со стороны нарастающего фононного потока, имеет направление, противоположное дрейфу носителей. В результате происходит их эффективное торможение, приводящее к неоднородному перераспределению электрич. поля в образце (рис. 3, *а*) (образуется т. н. акустоэлектрич. домен) и падению полного тока в нём (рис. 3, *б*). На опыте этот эффект обычно наблюдается по отклонению электрич. тока через образец от его омич. значения $J_0=\sigma UL$, где U — приложенное к образцу напряжение.

Из-за анизотропии акустоэлектронного взаимодействия генерация фононов может происходить преимущественно вдоль к.-л. направления $\boldsymbol{m}$, не совпадающего с направлением дрейфовой скорости электронов v_d (рис. 4), поэтому акустоэлектрич. сила, действующая на носители, будет иметь составляющую $F_\perp$, перпендикулярную дрейфовой скорости. В этом случае наблюдается разность потенциалов в направлении, перпендикулярном приложенному электрич. полю (рис. 4, *а*),— возникает поперечный А. э. Кроме того, неоднородное по сечению кристалла распределение усиливаемых фононов приводит за счёт А. э. к появлению в кристалле вихревого тока, а следовательно, и магнитного момента, направленного перпендикулярно как скорости дрейфа v_d, так и направлению преимущественной генерации фононов $\boldsymbol{m}$.

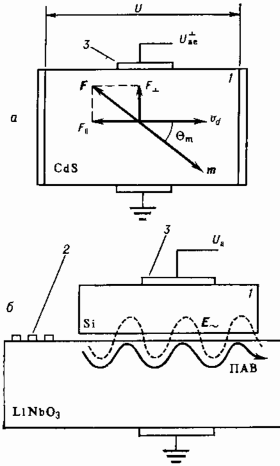


Рис. 4. Схемы возникновения поперечной акустоэдс $U^\perp_{ae}$: *а* — при несимметричной относительно дрейфа носителей генерации фононов; *б* — при распространении поверхностной акустической волны по пьезоэлектрику, в структуре пьезоэлектрик — полупроводник; *1* — полупроводник, *2* — излучатель УЗ, *3* — электроды, с которых снимается $U^\perp_{ae}$.

Значит. А. э. наблюдается при распространении *поверхностной акустической волны* по поверхности проводящего кристалла. На опыте А. э. обычно наблюдается в слоистой структуре пьезоэлектрик — полупроводник. Переменное электрич. поле, возникающее в пьезоэлектрике за счёт пьезоэффекта и сопровождающее волну, проникает в полупроводник и вызывает токи и перераспределение свободных носителей в приповерхностном слое. Поскольку движение носителей происходит как параллельно границе раздела, так и перпендикулярно к ней, то в структуре наблюдается как продольный, так и поперечный А. э. (рис. 4, *б*). Продольный акустоэлектрич. ток неоднороден по сечению полупроводника: он максимален у поверхности и убывает, осциллируя, в глубь его, что приводит к появлению вихревых токов и возникновению магн. момента. Поперечная компонента акустоэлектрич. тока обусловливает появление поперечной акустоэдс, не меняющей знака при изменении направления распространения поверхностной акустич. волны на противоположное.

А. э. применяется для измерения интенсивности УЗ-излучения, частотных характеристик УЗ-преобразователей, а также для исследования электрич. свойств полупроводников: измерения подвижности носителей тока, контроля неоднородности электронных параметров, примесных состояний и др.

Лит.: Гуревич В. Л., Теория акустических свойств пьезоэлектрических полупроводников, «ФТП», 1968, т. 2, с. 1557; Гуляев Ю. В. и др., К теории электронного поглощения и усиления поверхностных звуковых волн в пьезокристаллах, «ФТТ», 1970, т. 12, с. 2595; Мухортов Ю. П. и др., Поперечный акустоэлектрический эффект, там же, 1972, т. 14, с. 2664; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твёрдого тела, пер. с англ., М., 1975; Parmenter R. H., The acousto-electric effect, «Phys. Rev.», 1953, v. 89, № 5, p. 990; Weinreich G., White H. G., Observation of the acoustoelectric effect, там же, 1957, v. 106, № 5, p. 1104.

Л. А. Чернозатонский.

АКУСТОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ — возникновение магн. момента у полупроводникового кристалла при приложении к нему достаточно сильного электрич. поля, приводящего к усилению акустич. шумов (фононов). Генерируемый в образце поток акустич. энергии приводит к увлечению носителей заряда (см. *Акустоэлектрический эффект*). При этом в ряде случаев поле сил увлечения оказывается непотенциальным (напр., в анизотропном кристалле, где направление наиб. усиления шумов может не совпадать с направлением приложенного электрич. поля). В результате возникает кольцевой электрич. ток, обтекающий образец, а следовательно, и магн. момент. Если поток акустич. энергии вводится в образец извне, то магн. момент может возникать и в отсутствие внеш. электрич. поля (такой эффект наз. акустомагнитным). Непотенциальность поля сил увлечения в этом случае может быть связана как с анизотропией кристалла, так и с неоднородностью потока акустич. энергии. Такое явление может наблюдаться и в металлич. образцах. Акустомагн. поле возникает, в частности, при распространении *поверхностных акустических волн*. В этом случае поле сил увлечения всегда неоднородно, поскольку *колебательное смещение частиц* затухает в глубь образца.

Лит.: Гуляев Ю. В. и др., К теории электронного поглощения и усиления поверхностных звуковых волн в пьезокристаллах, «ФТТ», 1970, т. 12, с. 2595; Мухортов Ю. П., Пустовойт В. И., Электроакустомагнитный эффект и эффект Холла в полупроводниках в сильном электрическом поле, «ЖЭТФ», 1971, т. 61, с. 1157; Заварицкий Н. В., Увлечение звуком электронов в металлах, там же, 1978, т. 75, с. 1873. *Ю. М. Гальперин.*

АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА — раздел акустики, на стыке акустики твёрдого тела, физики полупроводников и радиоэлектроники. А. занимается исследованием принципов построения УЗ-устройств для преобразования и обработки радиосигналов. Преобразование СВЧ-сигнала в звуковой, длина волны к-рого в 10^5 раз меньше, значительно облегчает его обработку. Для выполнения операций над сигналами используются взаимодействие УЗ с электронами проводимости (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*), эл.-магн. полями, оптич. излучением, а также нелинейное взаимодействие акустич. волн (см. *Нелинейная акустика*).

Акустоэлектронные устройства позволяют производить разл. операции над сигналами: преобразования во времени (задержку сигналов, изменение их длительности), частотные и фазовые (сдвиг фаз, преобразование частоты и спектра), изменение амплитуды (усиление, модуляция), а также более сложные функциональные преобразования (интегрирование, кодирование и декодирование, получение функций свёртки, корреляции сигналов и т. д.). Выполнение таких операций часто необходимо в радиолокации, технике дальней связи, системах автоматич. управления, вычислительных и др. радиоэлектронных устройствах.

Акустоэлектронные методы в ряде случаев позволяют осуществлять эти операции более простым и рациональным способом.

В устройствах А. используются УЗ-волны ВЧ-диапазона и гиперзвуковые волны (от 10 МГц до 10 ГГц), как объёмные (продольные и сдвиговые), так и поверхностные. Осн. преимуществом *поверхностных акустических волн* (ПАВ) является доступность волнового фронта, что позволяет снимать сигнал и управлять распространением волны в любых точках звукопровода, а также управлять характеристиками устройств; поэтому большинство устройств выполняется на ПАВ.

Общие параметры устройств А.: рабочая частота f, полоса частот Δf, полные вносимые потери B и время обработки сигнала τ. Значения f и Δf определяются в осн. характеристиками электроакустич. преобразователей, τ — размерами звукопровода и скоростью звука в нём, а B — потерями на двойное преобразование, отражение и поглощение звука. Важным параметром устройств А. является информац. ёмкость, определяемая как $\tau\Delta f$.

По физ. принципам, лежащим в основе работы, и по назначению акустоэлектронные устройства можно разделить на пассивные линейные устройства, в к-рых производится линейное преобразование сигнала (линии задержки, фильтры и др.), активные линейные устройства (усилители и генераторы сигналов) и нелинейные устройства, где происходят генерация, модуляция, перемножение и др. преобразования сигналов.

Элементы акустоэлектроники. Всякое акустоэлектронное устройство состоит из простейших элементов — *электроакустических преобразователей* и звукопроводов. Кроме того, применяются отражатели, резонаторы, многополосковые электродные структуры, акустич. волноводы, концентраторы энергии и фокусирующие устройства, а также активные, нелинейные и управляющие элементы.

Для возбуждения и приёма объёмных волн в А. используются *пьезоэлектрические преобразователи*: пьезоэлектрич. пластинки (на частотах до 100 МГц), *пьезополупроводниковые преобразователи* с запирающим или диффузионным слоем (в диапазоне частот 50—300 МГц), *плёночные преобразователи* (на частотах выше 100 МГц). Гиперзвуковые волны часто возбуждаются с поверхности пьезоэлектрич. звукопровода, торец к-рого для этих целей помещают в зазор СВЧ-резонатора или замедляющую СВЧ-систему. Для возбуждения и приёма ПАВ используются гл. обр. встречно-штыревые преобразователи (рис. 1, *а*), представляющие собой периодич. структуру металлич. электродов, нанесённых на пьезоэлектрич. кристалл.

В качестве звукопроводов для устройств А. применяются монокристаллы диэлектриков, пьезоэлектриков, полупроводников — в зависимости от назначения и характеристик устройства (кварц, сапфир, ниобат лития и др.). Для изменения направления распространения акустич. пучка в УЗ-линиях задержки и др. устройствах применяются отражатели: для объёмных волн — хорошо отполированные свободные плоские поверхности звукопровода, для ПАВ — решётки с периодом d из металлич. или диэлектрич. полосок или канавок в звукопроводе (рис. 1, *б*, *в*), установленные перпендикулярно или наклонно к падающей волне. Интерференция ПАВ от большого числа отражателей позволяет получить высокий коэф. отражения $K_{отр}$ в узкой полосе частот, так, при 100 полосках $K_{отр}$ достигает 98% в узкой полосе с центр. частотой $f_0=c_п/d$, где $c_п$ — скорость ПАВ.

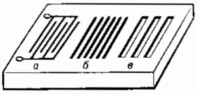


Рис. 1. Элементы акустоэлектроники: *а* — встречно-штыревой преобразователь ПАВ; *б* — металлическая отражающая решётка; *в* — система отражающих канавок.

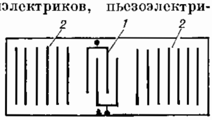


Рис. 2. Резонансная структура на ПАВ с одним преобразователем: *1* — преобразователь; *2* — система отражателей (металлические электроды или канавки).

Отражение объёмных акустич. волн от граней кристаллов позволяет создавать пьезокристаллич. монолитные или плёночные резонаторы. Наиб. широко используются кварцевые резонаторы в диапазоне частот 0,5—30 МГц, их добротность достигает 10^6. Напылением тонких эпитаксиальных пьезоэлектрич. плёнок CdS, ZnO или AlN на диэлектрич. подложку создают резонаторы на частоты до 10 ГГц.

Системы отражателей для ПАВ позволяют создавать резонаторы с добротностью $\sim 10^5$ и низкими вносимыми потерями ($\sim$5 дБ) в диапазоне частот 30—1000 МГц. В этом случае между отражателями *2* (рис. 2) создаётся стоячая поверхностная волна, к-рая возбуждается и принимается преобразователем *1*. Добротность такого резонатора определяется коэф. отражения ПАВ от отражателей и её поглощением в звукопроводе.

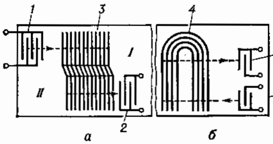


Рис. 3. Многоэлектродные структуры для ПАВ: *а* — направленный ответвитель; *б* — отражатель; *1* — входной преобразователь; *2* — выходной преобразователь; *3* — многоэлектродная структура, переводящая волну из канала I в канал II; *4* — многоэлектродная структура — отражатель.

Разновидностью отражателей для ПАВ являются многополосковые электродные структуры (МЭС), состоящие из однородной незамкнутой периодич. системы металлич. полосок (рис. 3), расположенных перпендикулярно направлению распространения ПАВ. В МЭС падающая волна занимает лишь половину их апертуры (канал I). При достаточной длине МЭС это приводит к тому, что волна, распространяющаяся в канале I, возбуждает связанную с ней моду колебаний в канале II, чем достигается направленное ответвление волны. МЭС позволяют создавать направленные ответвители ПАВ, расширять и сжимать пучки ПАВ, изменять траектории пучков, создавать эфф. отражатели ПАВ, однонаправленные преобразователи и т. д.

Частным случаем звукопроводов являются *волноводы акустические*. На объёмных волнах они представляют собой полоски, ленты или проволоку, в к-рых возбуждаются определённые нормальные *моды*. Такие волноводы служат в качестве линий задержки на большие времена или в качестве дисперсионных линий задержки, если волноводы возбуждаются на модах, обладающих заметной дисперсией. В случае ПАВ волноводы представляют собой металлич. или диэлектрич. полоски (рис. 4) определ. размеров и сечений. Волноводы служат для канализации энергии ПАВ, изменения их направления распространения, увеличения времени задержки и т. д.

Концентраторы — звукопроводы переменного сечения, к-рые служат для увеличения плотности энергии УЗ-волн и для ввода энергии в акустич. волноводы. Для ПАВ — это металлич. или диэлектрич. полоска переменного сечения (рис. 5).

В качестве активных элементов А. используются пьезополупроводниковые монокристаллы, пьезополупроводниковые плёнки или слоистые структуры пьезоэлектрик — полупроводник. В активных элементах происходит взаимодействие УЗ с электронами проводимости, что позволяет их использовать для усиления и генерации волн, для управления их амплитудой и фазой.

В качестве н е л и н е й н ы х э л е м е н т о в применяются диэлектрич. звукопроводы с большими акустич. параметрами нелинейности, пьезополупроводниковые материалы и слоистые структуры. Их работа основана на использовании разл. механизмов нелинейного взаимодействия: упругого, пьезоэлектрического, электрострикционного, и особенно акустоэлектронного. Кроме того, применяются системы полупроводниковых диодов, связанных с системой электродов, нанесённых на поверхность пьезоэлектрич. звукопровода. Нелинейные элементы позволяют перемножать акустич. сигналы, производить акустич. детектирование, преобразование частоты и другие более сложные преобразования сигналов.

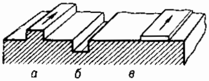


Рис. 4. Типы акустич. волноводов для ПАВ: *а* — выступ; *б* — канавка; *в* — металлическая плёнка.

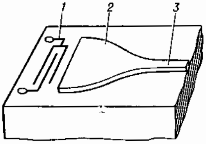


Рис. 5. Концентратор ПАВ для возбуждения волновода: *1* — преобразователь; *2* — концентратор; *3* — волновод.

Устройства акустоэлектроники. На основе перечисленных элементов создаются разл. устройства А. К линейным пассивным устройствам А. относят устройства частотной фильтрации (фильтры), акустич. *линии задержки*, согласованные (оптимальные) фильтры, или дисперсионные линии задержки, кодирующие и декодирующие устройства. Наибольшее распространение получили акустич. фильтры (пьезоэлектрические, электромеханические, фильтры на объёмных волнах и ПАВ). Они применяются в разл. системах связи от радиовещания и телевидения до космич. связи и радиолокации для выделения полезного сигнала на фоне помех, для интегрирования (накапливания) сигнала с определ. характеристиками, для изменения частотного спектра сигнала.

Акустич. линии задержки изготавливаются на времена задержки от неск. нс до десятков мс с рабочими частотами от неск. МГц до неск. ГГц. Дисперсионные линии задержки, в к-рых время задержки зависит от частоты, применяются в качестве оптимальных фильтров для обработки линейно частотно-модулированных сигналов. Включение активных элементов в акустич. линии задержки позволяет усиливать акустич. сигналы и превращает их в активные устройства. Усиление УЗ-сигнала может осуществляться сверхзвуковым дрейфом носителей. Режим усиления при определ. условиях может быть переведён в режим генерации УЗ-волны. Этот эффект используется для создания акустоэлектронных генераторов монохроматич. сигналов и сигналов со сложным спектром.

Наибольшее распространение получили генераторы сигналов (т. н. осцилляторы), в к-рых резонатор на ПАВ включён в цепь обратной связи транзисторного усилителя. Такие генераторы достаточно просты, малогабаритны и работают в диапазоне частот от 20 МГц до неск. ГГц. В них возможна электронная перестройка частоты, или частотная модуляция.

Управление фазовой скоростью ПАВ при приложении к кристаллу электрич. поля или при изменении его проводимости лежит в основе акустоэлектронных фазовращателей.

Осн. нелинейные устройства А.— приборы аналоговой обработки сигналов — конвольверы (или конволюторы) и корреляторы, а также устройства акустической памяти. Конвольверы предназначаются для получения функции свёртки $V(t)$ двух сигналов $F_1(t)$ и $F_2(t)$:

$$V(t)=\int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau)\,F_2(t-\tau)\,d\tau.$$

В основе их работы лежит нелинейное взаимодействие бегущих навстречу друг другу акустич. волн одной и той же частоты, огибающие к-рых представляют собой сигналы F_1 и F_2. В результате нелинейного взаимодействия возникает электрич. сигнал на удвоенной частоте, снимаемый интегрирующим электродом. Амплитуда результирующего сигнала пропорциональна интегралу свёртки

$$V(2t)=\int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau)\,F_2(2t-\tau)\,d\tau,$$

сжатому в два раза во времени вследствие встречного распространения акустич. волн. В конвольверах используется также взаимодействие волн с разл. частотами. В этом случае интегрирующий электрод выполняется в виде периодич. структуры с периодом, определяемым пространственными биениями нелинейного сигнала на суммарной или разностной частоте.

Для выполнения операции свёртки используется нелинейное взаимодействие ПАВ в слоистой структуре пьезоэлектрик — полупроводник (рис. 6). Преобразователи *1* и *2* излучают сигналы на частоте ω навстречу

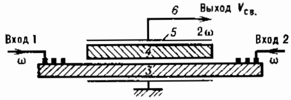


Рис. 6. Устройство свёртки на ПАВ в слоистой структуре пьезоэлектрик — полупроводник: *1*, *2* — входные преобразователи; *3* — пьезоэлектрический звукопровод; *4* — полупроводниковая пластина; *5* — параметрический электрод; *6* — выходная цепь.

друг другу. При этом электрич. поля, сопровождающие ПАВ в пьезоэлектрич. звукопроводе *3*, создают в граничащей с ним полупроводниковой пластине *4* поперечный ток. Этот ток интегрируется электродом *5*, и сигнал с частотой 2ω поступает в приёмное устройство. Аналогичным образом осуществляется работа конвольвера на основе взаимодействия ПАВ в пьезодиэлектриках, обусловленного упругим и пьезоэлектрич. механизмом нелинейности. В случае прямоугольной формы огибающих взаимодействующих сигналов результирующий сигнал имеет треугольную форму (рис 7, *а*), а при взаимодействии двух пар прямоугольных импульсов — форму трезубца (рис. 7, *б*). В случае симметричных сигналов свёртка совпадает с автокорреляц. ф-цией.

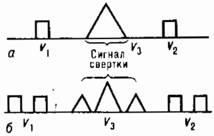


Рис. 7. Форма выходного сигнала V_3 при свёртке: *а* — двух прямоугольных и *б* — двух пар прямоугольных импульсов V_1 и V_2.

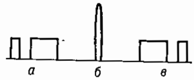


Рис. 8. Обращение акустического сигнала во времени в устройстве свёртки: *а* — входной сигнал; *б* — накачка — δ-импульс; *в* — выходной сигнал.

Устройство, показанное на рис. 6, позволяет производить обращение сигнала $F_1(t)$ во времени. На входной преобразователь *1* подаётся сигнал $F_1(t)$ и в момент, когда он проходит под электродом *5*, на последний подают δ-импульс (или очень короткий радиоимпульс). В результате нелинейного взаимодействия в направлении к преобразователю *1* распространяется обратная волна, представляющая собой обращённый во времени сигнал $F_2(t)=F_1(-t)$. Напр., если сигнал $F_1(t)$ представляет собой пару из короткого и длинного импульсов, то в сигнале $F_2(t)$ короткий и длинный импульсы меняются местами (рис. 8).

Корреляторы предназначаются для получения ф-ции корреляции $V_{\text{кор}}(t)$ двух сигналов:

$$V_{\text{кор}}(t)=\int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau)\, F_2(\tau-t)\, d\tau.$$

Ф-цию корреляции сигналов можно получить с помощью устройства свёртки, если один из сигналов предварительно обратить во времени. При этом встречное взаимодействие приводит к тому, что сигнал корреляции снова будет сжат в два раза.

В системе пьезоэлектрик — полупроводник наряду с операцией свёртки или корреляции осуществляют также сравнительно долговременное запоминание акустич. сигналов; такие устройства наз. **устройствами акустич. памяти.** Запоминание акустич. сигналов обусловлено наличием центров захвата электронов в полупроводнике. В результате нелинейного взаимодействия двух акустич. волн одинаковой частоты, бегущих навстречу друг другу, в системе возникает электрич. поле с нулевой частотой и пространственным периодом, вдвое меньшим длины акустич. волны. Перераспределение заряда под действием этого поля создаёт объёмный неоднородный заряд на примесных центрах захвата, к-рый будет существовать до тех

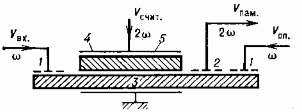


Рис. 9. Схема устройства акустической памяти: *1* — входные преобразователи; *2* — выходной преобразователь; *3* — звукопровод — пластина $LiNbO_3$; *4* — полупроводниковая пластина (Si или CdS) с электродом *5*.

пор, пока тепловые процессы не выровняют это неоднородное распределение. Т. о., время памяти определяется временем релаксации для примесных состояний полупроводников. Использование легированного кремния позволяет запоминать акустич. сигналы на время в неск. сотен мкс, а сернистого кадмия — до 10 мс. Охлаждение кристалла дополнительно увеличивает время памяти. Считывание запомненного сигнала осуществляется подачей на электрод *5* (рис. 9) сигнала на удвоенной частоте (короткого считывающего импульса). Считанный сигнал снимается выходным преобразователем *2*. Кроме того, в устройствах акустич. памяти используют взаимодействие акустич. сигнала частоты ω с однородным электрич. полем той же частоты. В результате этого запоминается периодич. структура с периодом, равным длине акустич. волны. Считывание осуществляется подачей на электрод сигнала той же частоты ω. Устройство памяти позволяет не только запоминать сигнал, но и проводить его корреляц. обработку.

Сигнал свёртки, как и сигнал акустич. памяти, зависит от проводимости полупроводника. Неоднородность проводимости изменяет форму выходного сигнала, поэтому по его форме можно акустич. методами контролировать однородность электрич. параметров полупроводниковых материалов, а по сигналу памяти — измерять время релаксации примесных состояний.

Нелинейные акустоэлектронные устройства применяются также для сканирования оптич. изображений и преобразования их в электрич. сигнал. Так, при освещении фоточувствит. полупроводника в устройстве свёртки (рис. 6) распределение освещённости оптич. изображений задаёт распределение проводимости. Если в такой структуре производить свёртку короткого и длинного акустич. импульсов, то короткий сигнал будет сканировать распределение освещённости. В результате форма выходного сигнала конвольвера будет соответствовать распределению освещённости вдоль акустич. пучка.

Лит.: Каринский С. С., Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах, М., 1975; Поверхностные акустические волны — устройства и применения, [пер. с англ.], «ТИИЭР», 1976, т. 64, № 5; Гуляев Ю. В., Акустоэлектронные устройства для систем связи и обработки информации, в кн.: Проблемы современной радиотехники и электроники, под ред. В. А. Котельникова, М., 1980; Поверхностные акустические волны, под ред. А. Олинера, пер. с англ., М., 1981; Дьелесан Э., Руайе Д., Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов, пер. с франц., М., 1982.

В. Е. Лямов, В. М. Левин, Л. А. Чернозатонский.

АКУСТОЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (АЭВ) — взаимодействие акустич. волн с электронами проводимости в полупроводниках и металлах. Смещение атомов решётки, вызванное УЗ-волной, приводит к изменению *внутрикристаллических полей*, что сказывается на распределении и характере движения электронов проводимости. В свою очередь перераспределение электронов и их направленное движение изменяют картину деформаций, а следовательно, и характер распространения акустич. волны в кристалле.

При АЭВ происходит обмен энергией и импульсом между УЗ-волной и электронами проводимости. Передача энергии от волны к электронам приводит к дополнит. электронному поглощению УЗ, а передача импульса — к *акустоэлектрическому эффекту*. Когда в проводнике имеет место направленное движение электронов со сверхзвуковой скоростью, они отдают часть энергии своего направленного движения волне, в результате чего возникает усиление УЗ. Кроме того, вследствие АЭВ в проводниках возникает ряд специфич. механизмов нелинейности акустич. волн, обусловливающих разнообразные нелинейные эффекты.

АЭВ представляет собой взаимодействие электронов с колебаниями длинноволновой части акустич. спектра ($\hbar\omega \ll kT$, где T — темп-ра, ω — частота колебаний), при описании к-рых кристалл рассматривается как упругий континуум, а колебания решётки — как волны упругой деформации. В пределе высоких частот АЭВ эквивалентно *электронно-фононному взаимодействию*.

Механизм АЭВ. В процессе АЭВ сила F, действующая на свободные носители со стороны деформир. решётки, вызывает электронные токи и перераспределение носителей. Возникающие при этом эл.-магн. поля частично компенсируют силу F, и реально действующая сила оказывается в результате экранирования в $\varepsilon(\omega, \boldsymbol{k})$ раз меньше (ε — диэлектрич. проницаемость кристалла; ω и $\boldsymbol{k}$ — частота и волновой вектор УЗ-волны). Перераспределённые заряды и индуцир. поля действуют на решётку с силой, объёмная плотность к-рой пропорциональна в конечном итоге амплитуде деформации. В зависимости от типа кристалла и диапазона УЗ-частот силы, возникающие в системе решётка — носители, имеют разл. происхождение.

В **полупроводниках** АЭВ определяют два осн. механизма. Общим для всех материалов является взаимодействие через *деформационный потенциал*, обусловленное локальными изменениями ширины запрещённой зоны полупроводника под действием деформации. В результате на электрон действует сила F, пропорциональная градиенту деформации S: $F=D\partial S/\partial x$ с константой деформац. потенциала D, к-рая зависит от направления распространения и поляризации УЗ-волны. В свою очередь, на решётку действует сила, пропорциональная градиенту функции распределения носителей $g(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r}, t)$:

$$f=\int d\boldsymbol{p}\,\frac{\partial g}{\partial x_i}\,D,$$

где $\boldsymbol{p}$ — импульс электрона, $\boldsymbol{r}$ — его радиус-вектор, t — время. Взаимодействие через деформац. потенциал растёт с увеличением частоты УЗ и поэтому эффективно на высоких частотах в неполярных полупроводниках (Ge, Si и др.) и полуметаллах (висмут и др.).

В полупроводниках без центра симметрии наблюдается пьезоэлектрич. взаимодействие, при к-ром деформация сопровождается появлением электрич. поля и, наоборот, электрич. поле вызывает деформацию кристалла. На электрон в звуковой волне действует сила

$$F=\frac{4\pi e\beta}{\varepsilon_0}S,$$

пропорциональная деформации (e — заряд электрона, β — пьезомодуль, ε_0 — диэлектрич. проницаемость решётки). Объёмная сила, действующая на решётку, пропорциональна градиенту электрич. поля $E_\sim$, индуцированного УЗ-волной: $f=\beta\partial E_\sim/\partial x$.

Сильная анизотропия пьезоэффекта приводит к зависимости АЭВ от направления распространения и поляризации УЗ-волны. Пьезоэлектрич. взаимодействие — основной механизм АЭВ в пьезополупроводниках (CdS, ZnO, GaAs, InSb, Te и др.) вплоть до частот порядка 10—100 ГГц, выше к-рых взаимодействие через деформац. потенциал становится преобладающим. В ряде центросимметрич. кристаллов — *сегнетоэлектриков* (SbSI, $BaTiO_3$ и др.) за счёт эффекта *электрострикции* и больших внутр. электрич. полей $E_{вн}$ возникает АЭВ, к-рое формально сводится к пьезоэлектрическому. При этом эфф. пьезоконстанта $\beta_{эфф}=aE_{вн}$, где a — константа электрострикции.

В металлах из-за большой концентрации электронов они наряду с ионной решёткой определяют упругие свойства материала. АЭВ возникает как результат действия на электроны и ионы решётки самосогласованного эл.-магн. поля, вызванного движением ионов. Для продольного звука это поле имеет электростатич. характер; в случае поперечного звука на электроны и ионы действует вихревое электрич. поле. Наряду с силами, определяемыми макроскопич. эл.-магн. полем звуковой волны, на электроны действуют также силы, обусловленные локальным изменением электронного закона дисперсии при деформации кристалла. Поскольку со звуковой волной эффективно взаимодействует лишь небольшое число электронов, принадлежащих *ферми-поверхности*, то такое взаимодействие определяется потенциалом деформации, описывающим локальное возмущение поверхности Ферми. Нередко, особенно при квантовомеханич. описании АЭВ в металлах, всё взаимодействие описывается в терминах эфф. деформац. потенциала. Эл.-магн. механизм взаимодействия помимо металлов проявляется в полуметаллах и полупроводниках с решёткой, содержащей большое число заряж. примесей.

В кристаллах с выраженным эффектом *магнитострикции* возможно АЭВ, обусловленное переменным магн. полем, пропорциональным деформации. Оно характерно для ферромагн. металлов (никель, кобальт) и сплавов, а также др. магн. материалов и зависит от спонтанной намагниченности и напряжённости внеш. магн. поля.

Экранирование. Эффективность АЭВ определяется не только величиной сил, действующих на электроны, но и характером перестройки электронной подсистемы под действием этих сил. В результате экранирования эффекты АЭВ зависят от высокочастотной электронной проводимости — отклика электронов на переменное и неоднородное электрич. поле, индуцированное УЗ. Зависимость проводимости от частоты, внеш. электрич. и магн. полей, темп-ры проявляется в акустич. характеристиках проводника.

Экранирование приводит к сложной частотной зависимости АЭВ. Её характер определяется соотношением между длиной акустич. волны λ и длиной свободного пробега электрона l_e. В случае, если электрон на длине волны испытывает большое число соударений ($kl_e=2\pi l_e/\lambda\ll 1$), акустич. волна взаимодействует с электронными сгустками — возмущениями электронной плотности. Поведение электронного газа в этом случае хорошо описывается ур-ниями гидродинамики. Именно в этом диапазоне частот проявляется релаксац. характер процесса экранирования: степень экранирования зависит от соотношения между периодом колебаний и временем электронной релаксации $\tau_м=\varepsilon_0/\sigma_0$ (σ_0 — статич. проводимость). При $\omega\tau_м\ll 1$ внеш. сила экранируется почти полностью. С ростом частоты степень экранирования уменьшается, но одновременно уменьшается и длина волны — характерное расстояние, на к-ром действует внеш. сила. Поэтому на высоких частотах, когда λ становится меньше пространств. масштаба экранирования — радиуса Дебая — Хюккеля $r_д=\sqrt{\varepsilon_0 v_e^2/4\pi e n_0}$ (v_e — тепловая скорость электрона, n_0 — плотность электронов), степень экранирования вновь велика. Миним. экранирование возникает при $kr_д=1$.

Когда длина свободного пробега велика ($kl_e\gg 1$), акустич. волна взаимодействует с отд. электронами. Осн. вклад в АЭВ вносит небольшая группа движущихся в фазе с волной электронов, проекция скорости v к-рых на направление распространения волны близка к скорости звука ($kv\approx\omega$). Для остальных электронов взаимодействие с волной малоэффективно, поскольку на длине свободного пробега действующая на них сила много раз меняет знак.

Эффекты акустоэлектронного взаимодействия. На опыте АЭВ проявляется либо непосредственно как эффект увлечения носителей заряда акустич. волной, либо в виде зависимости параметров акустич. волны (её скорости, коэф. поглощения и др.) от концентрации носителей проводимости, величины внеш. электрич. и магн. полей. АЭВ — одна из причин *дисперсии звука* в твёрдых телах. Получая в процессе АЭВ энергию, электроны рассеивают её при столкновениях с дефектами и тепловыми фононами, обусловливая электронное поглощение УЗ. Зависимость коэф. поглощения от частоты при этом может отличаться от квадратичной, предсказываемой классич. теорией (см. *Поглощение звука*). В полупроводниках в сильном электрич. поле поглощение звука сменяется его усилением. Усиление электрич. полем НЧ-фононов (акустич. шумов) приводит к развитию электрич. неустойчивости в полупроводниках и возникновению *акустоэлектрических доменов*. АЭВ является источником электронной акустич. нелинейности, к-рая обусловливает зависимость от электронных параметров амплитуд акустич. волн, возникающих в результате нелинейного взаимодействия, эффекты *электроакустического эха* в полупроводниках и др.

Электронное поглощение УЗ в металлах является основным при низких темп-рах. В длинноволновой области ($kl\ll 1$) электронное поглощение обусловлено вязкостью электронного газа; коэф. поглощения α при этом пропорционален времени τ между соударениями электронов и квадрату частоты:

$$\alpha=A\,\frac{n_0\mathcal{E}_F}{\rho v_s^3}\,\tau\omega^2,$$

где $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми, ρ — плотность металла, v_s — скорость звука, A — числовой коэф. Температурная зависимость электронного поглощения определяется зависимостью $\tau(T)$. С понижением темп-ры время между соударениями увеличивается, а вместе с ним растёт и электронное поглощение. В области коротких волн ($kl\gg 1$) коэф. поглощения линейно увеличивается с ростом частоты

$$\alpha=A'\,\frac{n_0 m v_F}{\rho v_s^2}\,\omega,$$

где v_F — фермиевская скорость электрона, m — его масса, A' — числовой коэффициент. Коэф. поглощения α не содержит зависимости от τ, а следовательно, не зависит от механизма рассеяния носителей и слабо зависит от темп-ры.

Особый характер имеет акустич. поглощение в металлах, помещённых в постоянное магн. поле. В магн. поле траектории электронов искривляются, и в достаточно сильных полях, для к-рых циклотронная частота $\omega_H=eB/mc$ (B — магн. индукция, c — скорость света) значительно превосходит частоту соударений $1/\tau$ ($\omega_H\tau\gg1$), движение приобретает периодич. характер. Траектории такого движения определяются топологией поверхности Ферми. В общем случае коэф. поглощения имеет тот же порядок, что и в отсутствие поля. Однако, когда на характерном размере траектории электрона (диаметр орбиты для замкнутых траекторий или пространств. период для открытых) укладывается целое число длин волн, поглощение сильно возрастает. В результате возникает осцилляц. зависимость коэф. поглощения от частоты или магн. поля: взаимодействие волны с электронами на замкнутых траекториях определяет *геометрические осцилляции*, а на открытых траекториях — *магнитоакустический резонанс*. При низких темп-рах в сильных магн. полях ($\hbar\omega_H\gg kT$) возникают квантовые осцилляции — периодич. зависимость коэф. поглощения УЗ от величины $1/B$ (рис. 1), обусловленная квантованием движения электронов в магн. поле (см. *Квантовые осцилляции в магнитном поле*). По своему происхождению квантовые осцилляции поглощения УЗ аналогичны *Шубникова — де Хааза эффекту*. Наконец, при $\omega\tau\gg1$ возможно наблюдение акустич. циклотронного резонанса.

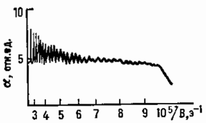


Рис. 1. Гигантские квантовые осцилляции коэффициента поглощения ультразвука в цинке на частоте 220 МГц при $T=4,2$ К.

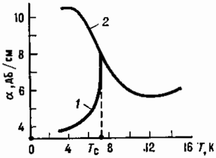


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента продольных звуковых волн в свинце на частоте 50 МГц: *1* — в сверхпроводящем состоянии; *2* — при разрушении сверхпроводимости магнитным полем.

Акустич. поглощение в сверхпроводниках происходит только из-за взаимодействия акустич. волны с «нормальными» электронами; сверхпроводящие электроны в поглощении звука не участвуют. Поскольку с уменьшением темп-ры число «нормальных» электронов уменьшается, то при темп-ре $T<T_c$ (T_c — темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние) коэф. поглощения звука падает, стремясь к нулю при $T\to0$ (рис. 2, кривая *1*).

Электронное поглощение УЗ в полупроводниках — осн. механизм поглощения в широком диапазоне темп-р и частот. Неск. механизмов АЭВ, наличие разл. типов носителей и примесных центров, возможность изменения концентрации и подвижности, влияние электрич. и магн. полей приводят к сложной картине акустич. поглощения в полупроводниках. В пьезополупроводниках пьезоэлектрич. механизм АЭВ преобладает над всеми другими при темп-рах вплоть до комнатных и в диапазоне частот вплоть до десятков ГГц и даёт осн. вклад в поглощение по сравнению с др. механизмами диссипации акустич. энергии. Для комнатных темп-р, когда длина свободного пробега электрона много меньше длины волны ($kl_e\ll1$), коэф. поглощения имеет вид

$$\alpha=\frac{1}{2}K^2\frac{\omega}{v_s}\frac{\omega\tau_м}{(\omega\tau_м)^2+(1+k^2r_д^2)^2},$$

где $K^2=4\pi^2\beta^2/\varepsilon_0\rho v_s^2$ — коэффициент электромеханической связи.

При низких темп-рах, когда $kl_e\gg1$, коэф. поглощения

$$\alpha=\frac{\pi^2}{8}K^2\left(\frac{v_s}{v_F}\right)\frac{k^2r_д^2}{\left[1+k^2r_д^2\right]^2}\frac{\omega}{v_s}$$

не зависит от времени между соударениями τ, а следовательно, слабо зависит от темп-ры. В обоих случаях с увеличением частоты поглощение растёт и коэф. α достигает максимума, равного $\alpha_{макс}=K^2\omega/2v_{s0}$, при $\omega=v_s/r_д$ (рис. 3, кривая *1*), а затем убывает вследствие кулоновского экранирования. Последнее определяет и зависимость коэфф. поглощения от концентрации носителей n_0: он сначала растёт пропорционально n_0, а затем, проходя через максимум, падает как $1/n_0$. При всех разумных концентрациях носителей поглощение УЗ в пьезополупроводниках значительно эффективнее при $kl_e\ll1$, т. е. в области комнатных темп-р.

Значит. электронное поглощение, обусловленное АЭВ через деформац. потенциал, наблюдается в многодолинных полупроводниках (Ge, Si) и полуметаллах (Bi), где энергия электрона имеет неск. минимумов (долин), расположенных в разл. точках зоны Бриллюэна. При определ. направлении распространения волны на электроны, принадлежащие двум разным минимумам, вследствие АЭВ будут действовать силы, равные по

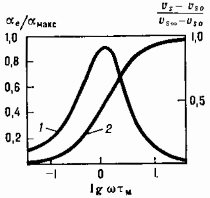


Рис. 3. Зависимости электронного коэффициента поглощения (*1*) ультразвука α_e и изменения скорости звука (*2*) от величины $\omega\tau_м$.

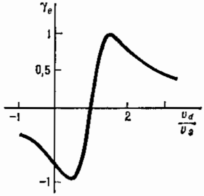


Рис. 4. Зависимость электронного коэффициента усиления ультразвука γ_e от дрейфовой скорости электронов v_d.

величине, но противоположные по направлению. Тогда неоднородный объёмный заряд не образуется и экранирование оказывается слабым. Коэф. поглощения в этом случае монотонно растёт с увеличением n_0 и в кристаллах с высокой концентрацией достигает значит. величины.

В сильных магн. полях при низких темп-рах в вырожденных полупроводниках и полуметаллах наблюдаются те же резонансные осцилляц. зависимости, что и в металлах. В невырожденных полупроводниках возможно наблюдение только акустич. *циклотронного резонанса*.

Электронная дисперсия скорости звука наиболее значительна в пьезополупроводниках, где она достигает неск. процентов. Дисперсия носит релаксац. характер: на НЧ электроны почти полностью экранируют пьезоэлектрич. поля и скорость звука равна значению v_{s0}, определяемому только упругими свойствами кристалла. На больших частотах ($kr_д\gg1$) влияние электронов незначительно и скорость звука равна её значению в пьезодиэлектрике $v_s=v_{s0}\sqrt{1+K^2}$ (рис. 3, кривая *2*).

Усиление УЗ в полупроводниках возникает, когда имеется направленное движение (дрейф) носителей заряда вдоль распространения волны. Дрейф создаётся внеш. электрич. полем. С ростом поля движение электронов сначала уменьшает коэф. поглощения (рис. 4), а затем при скорости дрейфа v_d, равной v_s, обращает его в нуль. При сверхзвуковом движении ($v_d > v_s$) возникает электронное усиление УЗ; оно происходит за счёт энергии источника, поддерживающего сверхзвуковой дрейф носителей. С ростом напряжённости внеш. поля усиление растёт линейно, достигает максимума, а затем начинает уменьшаться, поскольку при больших дрейфовых скоростях электроны не успевают эффективно взаимодействовать со звуковой волной (рис. 4). В пьезополупроводниках при $kl_e \ll 1$ коэф. электронного усиления

$$\gamma_e = \frac{1}{2} K^2 \frac{\omega}{v_s} \frac{(\omega\tau_м)\left(\frac{v_d}{v_s} - 1\right)}{(\omega\tau_м)^2\left(\frac{v_d}{v_s} - 1\right) + \left(1 + k^2 r_Д^2\right)^2}$$

достигает максимума, равного $k^2/4\,(1 + k^2 r_Д^2)$, при значении дрейфовой скорости

$$v_d = v_s\left[1 + (1 + k^2 r_Д^2)/\omega\tau_м\right],$$

достаточно близком к v_s. В случае $kl_e > 1$ зависимость $\gamma(v_d)$ остаётся линейной вплоть до значений v_d, близких к тепловой (или фермиевской) скорости электронов

$$\gamma = \alpha\left(\frac{v_d}{v_s} - 1\right),$$

где α — коэф. электронного поглощения в отсутствие дрейфа.

Усиление УЗ возможно, если только оно превосходит поглощение, обусловленное решёткой. На опыте наблюдалось усиление УЗ в пьезополупроводниках (CdS, CdSe, Te, GaAs, InSb и др.) в диапазоне частот 10—10^4 МГц при темп-рах от гелиевых до комнатных. Значения экспериментально наблюдаемых инкрементов составляют 20—80 дБ/см. При низких темп-рах наблюдалось также усиление УЗ в неполярных полупроводниках (Ge) и полуметаллах (Bi).

Электронная акустич. нелинейность. Рассмотренные выше эффекты относились к распространению достаточно слабого УЗ. С повышением интенсивности звуковой волны всё большую роль начинают играть нелинейные эффекты, искажающие её форму, ограничивающие рост её интенсивности при усилении или уменьшающие её затухание. В проводящих средах, помимо обычного решёточного ангармонизма, существует специфич. механизм нелинейности, связанный с захватом электронов проводимости в минимумы потенциальной энергии электрич. поля, сопровождающего акустич. волну (т. н. электронная акустич. нелинейность). В полупроводниках такой механизм нелинейности становится существенным при интенсивностях УЗ, значительно меньших тех, при к-рых сказывается ангармонизм решётки, характерный для диэлектриков. Захват электронов электрич. полем волны приводит к разл. эффектам в зависимости от соотношения между длиной звуковой волны и длиной свободного пробега электрона.

Для НЧ-звука ($kl_e \ll 1$) в пьезополупроводниках осн. роль играет пространственное перераспределение носителей: с ростом интенсивности звука растёт число электронов, захваченных в потенциальных ямах, созданных переменным пьезопотенциалом $\varphi_\sim$ (т. н. концентрац. нелинейность). Когда глубина потенциальных ям $-e\varphi_\sim$ превышает тепловую энергию электронов kT, носители застревают в ямах и оказывают меньшее воздействие на волну. В результате электронное усиление (поглощение) звука падает с ростом его интенсивности, а форма волны существенно отличается от синусоидальной.

При распространении ВЧ-звука ($kl_e > 1$) в металлах, полуметаллах и полупроводниках акустич. волна значительно искажает распределение по импульсам тех электронов, к-рые движутся в фазе с волной и эффективно взаимодействуют с ней (т. н. импульсная акустич. нелинейность). Это искажение тем сильнее, чем больше интенсивность звука, а также время между соударениями, определяющее время жизни электрона в потенциальной яме. С ростом интенсивности всё больше электронов движутся в фазе с волной и не взаимодействуют с ней, что приводит к уменьшению усиления или поглощения звука. Импульсная акустич. нелинейность аналогична нелинейному *Ландау затуханию* эл.-магн. волн в плазме. Имеется и ряд др. электронных механизмов акустич. нелинейности, связанных, напр., с разогревом электронного газа УЗ-волной, захватом носителей на примесные центры — ловушки и т. д.

Вследствие электронной акустич. нелинейности при распространении УЗ-волны в кристалле возникают электрич. поля и токи не только на частоте УЗ, но и на частотах гармоник. Обратное воздействие этих полей на решётку приводит к генерации акустич. гармоник. Аналогичным образом при одноврем. распространении в кристалле неск. УЗ-волн электронная нелинейность служит причиной нелинейного взаимодействия акустич. волн (см. *Нелинейная акустика*). При воздействии на кристалл переменным электрич. (эл.-магн.) полем электронная нелинейность обеспечивает параметрич. усиление акустич. волн на субгармониках частоты внеш. поля, эффект обращения акустич. волнового фронта, к-рый лежит в основе *электроакустического эха*, и др. эффекты.

Эффекты АЭВ в полупроводниках применяются в *акустоэлектронике* при создании приборов для усиления и генерации волн, управления амплитудой и фазой волны, выполнения нелинейных операций с сигналами. АЭВ в металлах широко используется для изучения формы поверхности Ферми.

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. М. Левин, Л. А. Чернозатонский.*

АКЦЕПТОРНАЯ ПРИМЕСЬ (от лат. acceptor — принимающий) — примесь в *полупроводнике*, ионизация к-рой сопровождается захватом электронов из валентной зоны или с *донорной примеси*. Типичный пример А. п.— атомы элементов III группы (B, Al, Ga, In) в элементарных полупроводниках IV группы — Ge и Si. В сложных полупроводниках А. п. могут быть атомы электроотрицат. элементов (O, S, Se, Te, Cl и др.), избыточные по отношению к составу, отвечающему стехиометрич. ф-ле. Введение А. п. сообщает данному полупроводнику дырочную проводимость, т. е. ионизация А. п. приводит к появлению дырок в валентной зоне, что описывается как переход электрона из валентной зоны на уровень А. п., расположенный в запрещённой зоне.

А. п. характеризуется энергией, необходимой для такого перехода (энергией ионизации А. п. $\mathscr{E}_i$). А. п. с энергией ионизации порядка тепловой энергии kT (мелкие А. п.) описываются водородоподобной моделью. Энергия ионизации такой А. п. в $\varepsilon^2 m_0/m^*$ раз меньше энергии ионизации атома водорода ~10 эВ (ε — *диэлектрическая проницаемость* полупроводника, m_0 — масса свободного электрона, m^* — *эффективная масса* дырок) порядка 10—100 мэВ.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977. *Э. М. Эпштейн.*

АЛГЕБРА ТОКОВ — система *перестановочных соотношений* между компонентами разл. локальных токов в один и тот же момент времени. В частности, для временных компонент SU(3)-октетов токов эта алгебра замкнута (т. е. коммутатор токов выражается через сами токи):

$$\left[j^k_{0\pm}(x),\ j^l_{0\pm}(x')\right]_{x_0 = x'_0} = i\delta(x - x')\, f^{klm} j^m_0(x),$$
$$\left[j^k_{0\pm}(x),\ j^l_{0\pm}(x')\right]_{x_0 = x'_0} = 0, \tag{1}$$

где $\delta(x - x')$ — *дельта-функция* Дирака, f^{klm} — т. н. структурные константы группы SU(3), $\lambda^k\lambda^l - \lambda^l\lambda^k =$

$= 2if^{klm}\lambda^m$, λ^k — *Гелл-Мана матрицы*, действующие в пространстве u-, d-, s-кварков, k, l, $m = 1, 2, \ldots, 8$, а значки $\pm$ означают «плюс» и «минус» компоненты векторных (V_μ) и аксиальных (A_μ) токов: $V_\mu \pm A_\mu$, $\mu = 0, 1, 2, 3$ (используется система единиц $\hbar = c = 1$). В пределе нулевой массы π-мезона токи $j^k_{0\pm}(x)$ являются плотностями сохраняющихся зарядов и А. т. описывает *киральную симметрию*.

Аналогичные соотношения для пространств. компонент токов содержат в правой части производные от δ-функции — т. н. швингеровские члены.

Перестановочные соотношения (1) имеют такой же вид, как и для токов, составленных из полей свободных кварков. В *квантовой хромодинамике* (КХД) это объясняется свойством *асимптотической свободы*: на малых расстояниях эфф. константа связи *(эффективный заряд)* мала и сильным взаимодействием можно пренебречь.

А. т. сформулирована как эвристич. утверждение М. Гелл-Маном (M. Gell-Mann) в нач. 1960-х гг. до появления совр. кварковых теорий (КХД, теории *электрослабых взаимодействий*). Она дала возможность получить ряд соотношений, допускающих непосредств. сравнение с опытом. Эти соотношения носят характер *правил сумм* (т. е. предсказаний для интегралов от наблюдаемых сечений) или низкоэнергетич. теорем, т. е. предсказаний для амплитуд процессов в пределе нулевых 4-импульсов одной или неск. частиц. Используя дисперсионные соотношения (см. *Дисперсионных соотношений метод*), значение амплитуды при нулевых 4-импульсах иногда (напр., для πN-рассеяния) удаётся переписать в виде интеграла от сечений, так что одно и то же предсказание может фигурировать и как правило сумм, и как низкоэнергетич. теорема.

Одно из наиболее известных следствий А. т. — соотношение Адлера — Вайсбергера [сформулированное С. Адлером (С. Adler) и У. Вайсбергером (W. I. Weisberger) в 1965] для т. н. аксиальной константы β-распада нуклона g_A, определяющей матричный элемент *аксиального тока* для перехода $n \leftrightarrow p$ (эксперим. значение $g_A \approx 1{,}2$):

$$\frac{1}{g_A^2} = 1 + \frac{2m_N^2}{\pi g_{\pi N}^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{q d\nu}{\nu^2} \left[\sigma_{\pi^- p}(\nu) - \sigma_{\pi^+ p}(\nu)\right]. \quad (2)$$

Здесь m_N — масса нуклона, $g_{\pi N}$ — константа связи π-мезона с нуклоном ($g^2_{\pi N} \approx 14{,}6$), $\sigma_{\pi \pm p}$ — полное сечение взаимодействия $\pi^\pm$-мезонов с протоном, m_π — масса π-мезона, ν и q — его энергия и величина импульса в лаб. системе. Правило сумм (2) может быть представлено в виде низкоэнергетич. теоремы — предсказания для разности *длин рассеяния* π^+- и π^--мезонов на нуклоне. Соотношение (2) хорошо (в пределах 10%) согласуется с опытом. Остающееся расхождение связано не с нарушением перестановочных соотношений (1), а с тем, что при выводе (2) приходится пренебрегать массой π-мезона, поскольку точка нулевого 4-импульса π-мезона является нефизической.

Сочетание А. т. с гипотезой частичного сохранения аксиального тока (см. *Аксиального тока частичное сохранение*), учитывающей конечную массу π-мезона, оказалось особенно плодотворным для слабых и эл.-магн. процессов (поскольку многие распады частиц связаны с испусканием π-мезонов). В общем виде амплитуда испускания π-мезона с 4-импульсом $q \to 0$ сводится к матричному элементу одновременного коммутатора гамильтониана взаимодействия $H(0) \equiv H(x_0 = 0, \mathbf{x} = 0)$ с аксиальным током:

$$\langle B\pi^\alpha | H(0) | A\rangle_{q\to 0} \longrightarrow if_\pi^{-1} \times \left\langle B \middle| \left[H(0), \int A_0^\alpha(x)\, d^3x \right]_{x_0 = 0} \middle| A \right\rangle, \quad (3)$$

где π^α — пионное состояние, $\alpha = 1, 2, 3$ — изотопич. индекс, А, В — адронные состояния, f_π — константа $\pi \to \mu\nu_\mu$-распада [см. *Вакуумный конденсат*, формула (4)] ($f_\pi \approx 93$ МэВ). Гамильтониан слабого и эл.-магн. взаимодействия $H(0)$ строится из токов V_μ и A_μ, так что А. т. позволяет найти одновременной коммутатор в правой части соотношения (3). В результате возникают соотношения между амплитудами процессов с разным числом π-мезонов, напр.:

$$A(K^0_S \to \pi^+\pi^-) = \sqrt{2}\, f_\pi A(K^0_L \to \pi^+\pi^-\pi^0), \quad q(\pi^0) = 0, \quad (4)$$

где $A(K^0_S \to 2\pi)$, $A(K^0_L \to 3\pi)$ — амплитуды соответствующих слабых нелептонных распадов нейтральных короткоживущих (K^0_S) и долгоживущих (K^0_L) K-мезонов; значение амплитуды при $q(\pi^0) = 0$ получают экстраполяцией эксперим. данных из физ. области. Сравнение этого и др. подобных соотношений с опытом позволило проверить правильность как самой А. т. (1), так и разл. предположений о структуре слабого взаимодействия.

А. т. и после создания совр. кварковых теорий остаётся наиболее надёжным способом описать взаимодействия адронов при низких энергиях, исходя непосредственно из вида лагранжиана КХД (в тех случаях, когда применение А. т. возможно).

Лит.: Адлер С., Дашен Р., Алгебры токов и их применение в физике частиц, пер. с англ., М., 1970.

В. И. Захаров.

АЛГЕБРАИЧЕСКИЙ ПОДХОД в квантовой теории поля — направление, использующее аппарат теории алгебр для исследования квантовополевых систем, описываемых в естественных для квантовой механики терминах *наблюдаемых* и состояний. Эти два понятия возникли при выяснении алгебраич. структуры нерелятивистской квантовой механики в кон. 1920-х гг. в работах Дж. фон Неймана (J. von Neumann), П. Дирака (P. Dirac), П. Йордана (P. Jordan). А. п., возникший на рубеже 50-х и 60-х гг., явился нетривиальным обобщением идей и построений этих работ на релятивистскую квантовую теорию. В первонач. период своего развития он выступал в качестве одного из направлений *аксиоматической квантовой теории поля* и, подобно др. направлениям, строился в виде аксиоматич. формализма, в к-ром принимают лишь миним. число фундам. физ. положений (аксиом) и стремятся вывести наиболее полную систему строгих следствий из этих аксиом. В этот период были сформулированы два варианта аксиоматич. А. п.: конкретный, или подход Хаага — Араки [Р. Хааг (R. Haag), Х. Араки (H. Araki), 1957—62], и абстрактный, или подход Хаага — Кастлера [Хааг, Д. Кастлер (D. Kastler), 1964]. Прямым обобщением квантовомеханич. соответствия наблюдаемая $\leftrightarrow$ *эрмитов оператор* является центр. понятие обоих подходов — т. н. алгебра локальных наблюдаемых, её самосопряжённые элементы представляют собой физ. наблюдаемые, измеримые в заданной огранич. области пространства Минковского M (обычная локальная квантовая теория поля оперирует не только с наблюдаемыми величинами и относит их не к конечной области, а к точке). Физ. теория определяется заданием фундам. соответствия $O \to \mathfrak{A}(O)$, где O — любая открытая огранич. область из M, $\mathfrak{A}(O)$ — алгебра локальных наблюдаемых данной области. В подходе Хаага — Араки $\mathfrak{A}(O)$ выбирается из класса алгебр фон Неймана, а в подходе Хаага — Кастлера — из класса абстрактных C^*-алгебр. На фундам. соответствие $O \to \mathfrak{A}(O)$ и налагается система аксиом, включающая физ. требования причинности, релятивистской ковариантности и спектральности.

Набор алгебр $\mathfrak{A}(O)$, удовлетворяющих системе аксиом, наз. сетью локальных алгебр. Изучение таких сетей ставит двоякую задачу: выяснение свойств отд. алгебры $\mathfrak{A}(O)$ и связей между алгебрами разл. областей. Результаты 1-го рода включали в себя анализ свойств центра $\mathfrak{A}(O)\cap\mathfrak{A}(O)'$ алгебры $\mathfrak{A}(O)$ ($\cap$ — знак пересечения), выяснение её типа (по классификации алгебр фон Неймана). Важным результатом явилась здесь, в частности, теорема Рее — Шлидера [X. Рее (H. Reeh), З. Шлидер (S. Schlieder), 1962], утверждающая, что, совершая операции, локализованные в произвольной, сколь угодно малой области, можно получить состояние, сколь угодно близкое к любому заданному состоянию. Среди разнообразных связей между алгебрами $\mathfrak{A}(O)$ физ. интерес представляют в первую очередь т. н. причинные соотношения, связывающие между собой алгебры взаимно пространственноподобных областей и выражающие взаимную независимость процессов, протекающих в таких областях, а также «соотношения зависимости», утверждающие, что все физ. наблюдаемые нек-рой области O в действительности исчерпываются наблюдаемыми определ. подобласти $O_1 \subset O$, т. е. $\mathfrak{A}(O)=\mathfrak{A}(O_1)$. Обширный набор таких соотношений, полученных в рамках А. п., позволил дать подробное описание причинной структуры квантовополевой теории и обнаружить ряд закономерностей релятивистских квантовых процессов.

При большой общности и строгости результатов аксиоматич. А. п. не передавал, однако, многих важных особенностей структуры и поведения квантовополевых систем. Главным пробелом в его схеме было отсутствие представлений о квантованном поле: последнее не входило в аксиоматику наблюдаемых ни в качестве первичного, независимого объекта, ни в качестве вторичного, как-то определяемого через наблюдаемые. Преодоление этого пробела стало центр. задачей А. п. на следующем этапе его развития, связанном в первую очередь с циклом работ Хаага, С. Доплихера (S. Dopplicher) и Дж. Робертса (J. Roberts) 1969—74. Было выяснено, что наблюдаемые и квантованные поля связаны между собой прежде всего посредством правил суперотбора. Явление правил суперотбора (открытое в 1952, но в то время не причислявшееся к ключевым свойствам квантовополевых систем) заключается в существовании особого класса наблюдаемых, измерения к-рых совместимы с измерениями любых др. наблюдаемых; «суперотборные операторы», отвечающие таким наблюдаемым, должны коммутировать с операторами всех наблюдаемых. Подобными наблюдаемыми являются, напр., полный электрич. заряд квантовой системы, её тип статистики. При наличии в системе правил суперотбора её пространство состояний разбивается на т. н. когерентные суперотборные секторы, так что состояния, лежащие в каждом секторе, представляются собств. векторами всех суперотборных операторов; при этом состояния из разных секторов различаются между собой собств. значениями суперотборных операторов — т. н. суперотборными квантовыми числами. Именно здесь и возникает понятие поля: в полном согласии с интуитивным представлением о квантованном поле как переносчике заряда и др. квантовых чисел поле оказывается оператором переплетения когерентных суперотборных секторов — оператором, к-рый переводит векторы состояния из одного сектора в другой и, кроме того, удовлетворяет определ. перестановочным соотношениям с др. подобными операторами (что связано с требованиями определ. спина и статистики полей). В упомянутом цикле работ были развиты методы, дающие принципиальную возможность строить такие поля, исходя из заданной совокупности суперотборных квантовых чисел (заметим, что её задание выводит теорию за рамки чисто аксиоматич. А. п.) и сети алгебр локальных наблюдаемых. Для возникающей алгебраич. схемы оказывается возможным установить все важнейшие «специфически полевые» свойства релятивистских квантовых систем: ввести операцию *зарядового сопряжения*, доказать наличие античастицы для каждой из присутствующих в теории частиц, определить тип статистики физ. системы и доказать обобщённую теорему о связи спина и статистики (см. *Паули теорема*) и др. В итоге формализм А. п. получает нетривиальное углубление и развитие, превращаясь из чистой аксиоматики локальных наблюдаемых в реалистич. теорию квантованных полей.

Перечисленные результаты были первоначально получены только для квантовополевых систем с короткодействующими взаимодействиями и глобальными калибровочными симметриями. Дальнейшая работа ставит задачи распространить развитые методы в первую очередь на системы, представляющие наибольший интерес с точки зрения совр. теории элементарных частиц: модели с локальными калибровочными симметриями, с *топологическими зарядами* и фазовыми переходами. Как удалось выяснить, А. п., дополненный теорией правил суперотбора, не только допускает обобщение на такие модели, но и позволяет рассматривать весьма широкий их спектр с единой физ. и матем. точки зрения. (Здесь, напр., была строго доказана *Голдстоуна теорема* о спонтанном нарушении симметрии.) Оказывается возможным (и плодотворным) дать общую классификацию квантовополевых систем по типам присущих им правил суперотбора и для каждого из таких типов сформулировать методику построения строгой теории, опирающуюся на алгебраич. аппарат, а также на методы *евклидовой квантовой теории поля* и *конструктивной квантовой теории поля*. Т. о., на совр. этапе А. п. более не является обособленным науч. направлением. В тесном сочетании с евклидовой и конструктивной квантовой теорией поля он входит в единую основу совр. техники строгого исследования квантовополевых систем.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969; Эмх Ж., Алгебраические методы в статистической механике и квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1976; Хоружий С. С., Введение в алгебраическую квантовую теорию поля, М., 1986. *С. С. Хоружий.*

АЛМÁЗ (тюрк. алмас, от греч. adámas — несокрушимый) — аллотропная модификация углерода, кристаллич. решётка к-рой относится к кубич. сингонии (см. ниже). А. стабилен при высоких давлениях и метастабилен при нормальных условиях, хотя и может при них существовать неопределённо долго. При нагревании он переходит в графит (темп-ра перехода составляет для синтетич. микропорошков 450—500°С, для кристаллов размерами от 0,6 до 1 мм — 600—700°С и зависит от совершенства структуры, кол-ва и характера примесей). Принято считать, что кристаллы природного А. сгорают в воздухе при темп-ре св. 850°С, в потоке O_2 — св. 750°С.

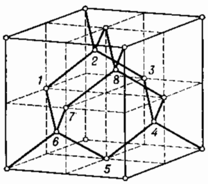


Рис. 1.

Атомы углерода в структуре А. образуют четыре ковалентные связи с валентным углом 109°28′ (направление связей совпадает с осями L_3 тетраэдра). Ср. значение пост. решётки a=3,56688$\pm$$\pm$0,00009 Å (при темп-ре 25°С и давлении 1 атм) и возрастает при нагревании.

Элементарная ячейка А. образована атомами, расположенными по вершинам куба, в центре его граней (рис. 1, атомы 1, 5, 7) и в центрах четырёх несмежных октантов куба (атомы 6, 4, 2, 8). Каждый атом С находится в центре тетраэдра, вершинами к-рого служит четыре ближайших атома. В природе А. встречается в виде отд. кристаллов, сростков, агрегатов (бесцветных или окрашенных), а также поликристаллич. образований (баллас, карбонадо). Физ. и механич. свойства, окраска, скульптура поверхности обусловлены прежде всего дефектами кристаллич. решётки, наличием примесей и включений, т. е. в конечном счёте условиями роста кристаллов.

Наиболее распространённая гипотеза генезиса природных алмазов утверждает их глубинное (магматич.) происхождение при давлениях св. 4 ГПа и темп-рах более 1000°С. Однако включения кальцита, кварца, барита, биотита, обнаруженные в А., ставят под сомнение единственность этой гипотезы.

Теоретич. предпосылки получения А. искусств. путём были научно обоснованы в кон. 30-х гг. 20 в. Синтетич. А. впервые воспроизводимо получен в Швеции

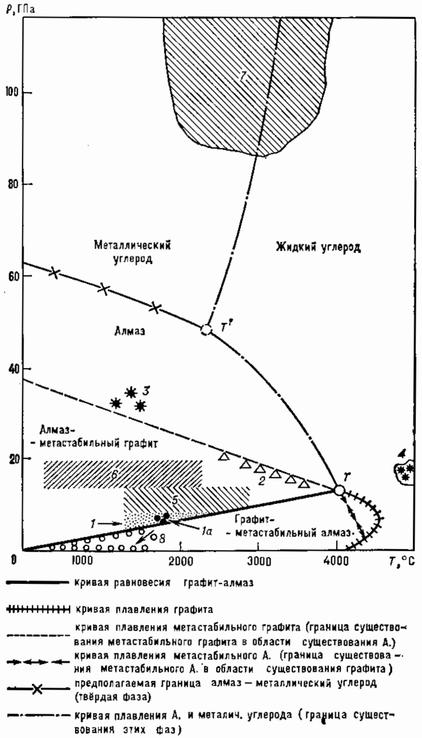


Рис. 2. Фазовая p — T-диаграмма углерода: *1* — область синтеза алмаза с применением металлов — растворителей-катализаторов (*1а* — область выращивания крупных кристаллов на затравку); *2* — область экспериментальных работ по превращению графита в алмаз статическим методом при прямом переходе; *3*, *7* — области экспериментальных работ по превращению графита в алмаз динамическим методом (*7* — метод фирмы «Дюпон»); *4* — область экспериментальных работ по кристаллизации алмаза из расплавленного углерода; *5* — область изучения некаталитического превращения в алмаз элементарного углерода, находящегося в различных состояниях, и органических соединений; *6* — область образования лонсдейлита; *8* — область кристаллизации алмаза в метастабильных условиях. *Т* — тройная точка графит — алмаз — жидкий углерод; *T′* — предполагаемая тройная точка жидкий углерод — алмаз — металлический углерод.
Точки на диаграмме состояния отвечают тем температурам и давлениям, от которых производится сброс температуры (закалка образцов) для сохранения образовавшейся фазы.

(1953), затем в США (1954) и СССР (1959). Наиболее распространён метод синтеза А. из графита при статич. *давлениях высоких*. Синтез происходит в области термодинамич. устойчивости А., т.е. при давлениях 4—10 ГПа и темп-рах 1000—2500°С, в присутствии металлов, выполняющих роль растворителей-катализаторов, в течение времени от 10—15 с до 1 ч (размеры получаемых монокристаллов от 0,1 до 1,5 мм по ребру октаэдра; более крупные А.—8—10 мм — выращивают на затравку св. 100 ч). По истечении времени синтеза для предотвращения обратного перехода А. в графит темп-ру резко снижают, и новая фаза фиксируется. Синтетич. А. образуются также при действии динамич. высокого давления ок. 30 ГПа и темп-ры ~3000 °С и выше (размеры получаемых этим методом А.—10—30 мкм). В метастабильных для А. условиях при давлениях от неск. сотен ГПа до неск. Па и темп-рах 600—800 °С синтез ведут из газовой фазы (метан, пропан, двуокись углерода и т. п.), как правило на затравку (эпитаксиальное наращивание). При статич. давлении более 11—13 ГПа и темп-ре выше 2500 °С возможно превращение графит — алмаз без введения активирующих добавок, а также получение А. из расплава углерода (рис. 2). Синтетич. А. выпускают в виде микропорошков, монокристаллов, поликристаллич. структур (баллас, карбонадо), алмазных спеков и пластин с металлич. подложкой.

Первая классификация А., в основу к-рой положено содержание в нём азота, была предложена в кон. 30-х гг. и уточнена в кон. 50-х гг. В соответствии с этой классификацией большинство А. (~98%) относится к типу I — содержание азота до 0,2%. К типу II принадлежат А., содержащие не более 10^{-3} % азота. А. I и II типов подразделяются на подгруппы. А. подгруппы Iа содержат азот в непарамагнитной форме, *А*-дефекты и др. азотсодержащие дефекты сложного строения. А. подгруппы Iб содержат одиночные замещающие атомы азота. А. подгруппы Iа прозрачны до длин волн λ~~320—330 мкм, Iб — в области λ>500—550 мкм и имеют максимум поглощения при λ=270 мкм. А. II типа также делятся на две подгруппы: IIа (безазотные А.) и IIб (А., содержащие примеси, ответственные за полупроводниковые свойства, в частности В). Выделяют также А. типа III, к к-рому относят А., характеризующиеся наличием B_1-дефектов. А. этого типа поглощают излучение в области λ~225—240 мкм. А. I и III типов характеризует поглощение ИК-излучения в области λ~7—11 мкм.

Физ. свойства А. связаны с его структурой и содержанием примесей, кол-во к-рых в природных А. достигает 5%, в синтетических 8—10%. В качестве структурных примесей достоверно зафиксированы N, B, Ni. В процессе синтеза можно легировать А. путём введения в шихту разл. добавок. Спайность граней А. по (111) совершенная. Критич. напряжение скалывания по (111) — 10,5±0,1 ГПа, по (100) — 13,5±0,1 ГПа. Предел прочности на сжатие кристаллов синтетич. А. без видимых включений 17—17,5 ГПа. А. имеет максимальную среди всех известных материалов твёрдость, к-рая превышает твёрдость корунда в 150 раз. Кристалл А. анизотропен, для разных граней его твёрдость различна [для грани (111) природного А.— 110—135 ГПа, для (100)—56—60 ГПа; для грани (111) синтетического А.—91—101 ГПа, для (100)—60—68 ГПа].

Кристалл А., имеющий мин. кол-во примесей (А. «чистой воды»), прозрачен для излучения в видимой части спектра и встречается редко. Чаще всего А. окрашены в разл. цвета — от жёлтого до серого и чёрного. Синтетич. А. обычно зелёные. Введение примесей в исходную шихту позволяет изменять цвет синтетич. А.

Теплопроводность нек-рых А. при комнатной темп-ре выше теплопроводности меди в 4 раза; ср. её значения при 180°С (Вт/м·К) для А. типа Iа—800, для IIа—

1250, для IIб—1260, для синтетич. монокристаллов — 660, поликристаллов — 400. Уд. электрич. сопротивление А. типа IIб (полупроводниковые) составляет 1—10^8 Ом·см, А. др. типов — до 10^{10} Ом·см. Показатель преломления в пределах одного кристалла может быть различен; ср. значение его для природных А. 2,4165, для синтетич. А. 2,4199 (для кристалла октаэдрич. формы). Угловая дисперсия для природных и синтетич. А. одинакова — 0,063. Отражат. способность 0,172. Кристаллы А. практически всегда обладают двупреломлением — вследствие разл. деформаций кристаллов и особенностей текстуры.

Как правило, кристаллич. А. люминесцирует под действием УФ-излучения, рентгеновского и γ-излучений, а также пучков быстрых частиц.

А. применяют в разл. инструментах для обработки цветных металлов и сплавов, в буровой технике, камнеобработке, ювелирной пром-сти. В физике и электронике используют полупроводниковые свойства алмаза, в аппаратах высокого давления — его твёрдость и прозрачность. В решётке типа алмаза кристаллизуются Si, Ge, серое олово, а также ряд соединений (CuF, BeS, CuCl, ZnS — решётка типа цинковой обманки).

Лит.: Шафрановский И. И., Алмазы, М.—Л., 1964; Орлов Ю. Л., Минералогия алмаза, М., 1973; Клюев Ю. А., Непша В. И., Дуденков Ю. А., О физической классификации алмазов, «Тр. ВНИИАлмаза», 1974, № 3; Безруков Г. Н., Бутузов В. П., Самойлович М. И., Синтетический алмаз, М., 1976; Алмаз, К., 1981; Верещагин Л. Ф., Синтетические алмазы и гидроэкструзия, М., 1982. *Г. Н. Безруков.*

АЛЬБЕДО (от позднелат. albedo — белизна) — величина, характеризующая рассеивающую или отражат. способность поверхностей или космич. тел. Используется в атм. оптике и астрофизике. В широком смысле А.— отношение потока отражённого (рассеянного) излучения к потоку падающего излучения. В астрофизике наиболее часто понятие А. используется в фотометрии планет и их спутников. Выделяют понятия геом. А. и сферич. А. Геом. А. наз. отношение ср. яркости планеты в полной фазе к яркости идеальной рассеивающей поверхности, отражающей весь свет (поверхность Ламберта) и находящейся на том же расстоянии от Солнца, что и планета при нормальном падении света. Сферич. А.— отношение потока излучения, отражаемого сферой во всех направлениях к потоку, падающему на сферу в виде параллельного пучка лучей. Понятие А. может применяться как для конечного интервала длин волн, так и для всего спектрального диапазона (радиометрич. А.).

В теории переноса (рассеяния) излучения используется также понятие единичного А., т. е. отношение числа рассеянных во все стороны фотонов к числу падающих фотонов.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979. *В. Г. Курт.*

АЛЬБЕДО НЕЙТРОНОВ — вероятность отражения нейтронов в результате многократного рассеяния в среде. Понятием А. н. широко пользуются в теории *диффузии нейтронов*. Если имеются 2 среды, то нейтроны, попавшие из 1-й среды во 2-ю, могут в процессе диффузии во 2-й среде снова вернуться в 1-ю. Вероятность такого события наз. А. н. для 2-й среды (β_2). Если все источники нейтронов расположены в 1-й среде, то в стационарном случае β_2 можно выразить через потоки S нейтронов из 1-й среды во 2-ю (S_-) и из 2-й в 1-ю (S_+):

$$\beta_2 = \int\limits_S S_+ ds \Big/ \int\limits_S S_- ds, \qquad (1)$$

где ds — элемент поверхности раздела сред.

Важен частный случай, когда две однородные среды разделены плоской границей, причём их размеры велики по сравнению с длиной диффузии нейтронов L. Тогда в случае применимости диффузионного приближения, т. е. когда L больше длины свободного пробега λ нейтронов, имеет место выражение

$$\beta_2 = 1 - \frac{4}{3}\frac{\lambda_2^{\text{тр}}}{L}. \qquad (2)$$

Здесь $\lambda_2^{\text{тр}}$ — т. н. транспортная длина свободного пробега нейтронов во 2-й среде: $\lambda_2^{\text{тр}} = \lambda\left(1 - \overline{\cos\theta}\right)$, где $\overline{\cos\theta}$ — ср. косинус угла рассеяния нейтронов.

Чем меньше отношение сечения захвата к сечению рассеяния среды, тем А. н. для плоской границы ближе к 1. Альбедо тепловых нейтронов для воды относительно вакуума составляет 0,8.

Понятие А. н. наглядно объясняет то обстоятельство, что поток нейтронов внутри замедляющей среды (см. *Замедление нейтронов*) существенно больше, чем на границе среды с вакуумом. Внутри замедлителя с обеих сторон любой поверхности падают равные потоки нейтронов, причём каждый нейтрон имеет вероятность β вернуться обратно после 1-го прохождения, β^2 — после 2-го и т. д. В результате отношение потоков нейтронов внутри замедлителя к потоку, выходящему через поверхность, равно

$$2\left(1 + \beta + \beta^2 + \ldots\right) = \frac{2}{1-\beta} \approx \frac{3}{2}\frac{L}{\lambda^{\text{тр}}}. \qquad (3)$$

Знание А. н. существенно для расчёта и конструирования *ядерных реакторов*.

Лит. см. при ст. *Диффузия нейтронов.*

АЛЬВЕНА ЧИСЛО — безразмерная величина A, характеризующая движение проводящей жидкости в магн. поле. Названо в честь Х. Альвена (H. Alfvén). А. ч. равно отношению магнитной $\mathcal{E}_{\text{м}} = H^2/8\pi$ и кинетической $\mathcal{E}_{\text{к}} = \rho v^2/2$ энергий (H — напряжённость магн. поля, ρ — плотность, v — скорость жидкости):

$$A = \mathcal{E}_{\text{м}}/\mathcal{E}_{\text{к}} = H^2/4\pi\rho v^2.$$

Если ввести скорость альвеновских волн $v_{\text{A}} = H(4\pi\rho)^{-1/2}$, то $A = (v_{\text{A}}/v)^2$.

АЛЬВЕНОВСКИЕ ВОЛНЫ — в широком смысле магнитогидродинамич. волны (МГД-волны), распространяющиеся в плазме в магн. поле. Названы по имени Х. Альвена (H. Alfvén), впервые рассмотревшего в 1942 колебания проводящей замагниченной жидкости и установившего существование продольных и поперечных МГД-волн, движение вещества в к-рых происходит соответственно вдоль и поперёк направления распространения волны. Продольные волны получили назв. быстрой и медленной магнитозвуковых (см. *Волны в плазме*). В узком, наиболее употребительном смысле А. в. наз. поперечные волны, распространяющиеся вдоль магн. поля без дисперсии. Частота А. в. не превышает ионную циклотронную частоту (поэтому они являются низкочастотными), движение электронов и ионов в А. в. происходит одинаково и плазма ведёт себя как единая жидкость. Скорость А. в. (т. е. альвеновская скорость) v_{A} определяется напряжённостью магн. поля H, плотностью плазмы ρ и направлена вдоль поля: $v_{\text{A}} = H/\sqrt{4\pi\rho}$. А. в. являются точными нелинейными решениями МГД-уравнений; они распространяются без искажения профиля, что обусловливает их значит. роль в космич. плазме.

Лит. см. при ст. *Плазма.* *Е. В. Мишин.*

АЛЬФА-РАСПАД — испускание атомным ядром α-частицы (ядра ^{4}He). А.-р. из основного (невозбуждённого) состояния ядра наз. также α-радиоактивностью [вскоре после открытия А. Беккерелем (A. Becquerel) *радиоактивности* α-лучами был назван наименее проникающий вид излучения, испускаемый радиоактивными веществами, в 1909 Э. Резерфорд (E. Rutherford) и Т. Ройдс (T. Royds) доказали, что α-частицы являются дважды ионизованными атомами ^{4}He].

При А.-р. массовое число А материнского ядра уменьшается на 4 единицы, а заряд (число протонов) Z — на 2:

$$^{A}Z \longrightarrow {}^{A-4}(Z-2) + {}^4_2\text{He}. \qquad (1)$$

Энергия, выделившаяся при А.-р.,

$$Q=[M_A-M_{A-4}-M_\alpha]c^2, \qquad (2)$$

где M_A и M_{A-4} — массы материнского и дочернего ядер, M_α — масса α-частицы. Энергия Q делится между α-частицей и дочерним ядром обратно пропорционально их массам, откуда энергия α-частиц

$$\mathscr{E}_\alpha=[M_{A-4}/M_A]\,Q. \qquad (3)$$

Энергетич. условие возможности А.-р. заключается в том, чтобы энергия связи ($-Q$) α-частицы относительно материнского ядра была отрицательна. Эта энергия связи оказывается отрицательной почти для всех β-стабильных ядер с $A>150$ (рис. 1), т. е. все ядра

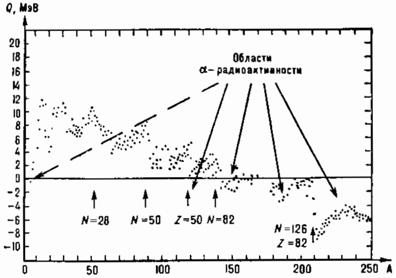


Рис. 1. Значения энергии связи α-частицы для β-стабильных ядер и области α-радиоактивности; N — число нейтронов в ядре; стрелки показывают зоны, где наблюдается α-распад (в области A от 2 до 50 α-распад наблюдается, но точные значения Q неизвестны).

с $A>150$ должны быть α-радиоактивными. Однако во многих случаях время жизни этих ядер (период полураспада) слишком велико и α-радиоактивность не удаётся наблюдать.

Известно св. 300 α-активных ядер, большинство из к-рых получено искусственно. Подавляющее большинство последних сосредоточено в области трансвинцовых ядер с $Z>82$. Имеется группа α-активных ядер в области редкоземельных элементов ($A=140-160$), а также небольшая группа в промежутке между редкоземельными и тяжёлыми ядрами (рис. 1). В ядерных реакциях с тяжёлыми ионами синтезированы неск. α-излучающих *нейтронно-дефицитных ядер* с $A\sim110$. Наблюдаемые времена жизни α-активных ядер лежат в пределах от 10^{17} лет (^{204}Pb) до $3\cdot10^{-7}$ с (^{212}Po). Кинетич. энергии α-частиц изменяются от 1,83 МэВ (^{144}Nd)

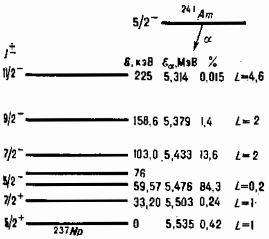


Рис. 2. Схема распада ^{241}Am, иллюстрирующая характер информации, получаемой при изучении α-распада; I — угловые моменты состояний дочернего ядра, ^{237}Np, $\mathscr{E}$ — их энергия, $\pm$ — чётность состояний, % — доля переходов на данный уровень, L — угловой момент α-частицы.

до 11,65 МэВ (изомер ^{212m}Po). Пробег α-частицы с типичной энергией $\mathscr{E}_\alpha=6$ МэВ составляет $\sim$5 см в воздухе при нормальных условиях и $\sim$0,05 мм в Al.

Альфа-спектроскопия. Спектр α-частиц, возникающих при распаде материнского ядра, представляет ряд моноэнергетич. линий, соответствующих переходам на разл. уровни дочернего ядра. Т. к. α-частица не имеет спина, правила отбора по моменту кол-ва движения $I=L$ и чётности, к-рые вытекают из соответствующих законов сохранения, оказываются простыми. Угловой момент L α-частицы может принимать значения в интервале:

$$I_i-I_f\leqslant L\leqslant I_i+I_f, \qquad (4)$$

где I_i и I_f — угловые моменты начального и конечного состояния ядер (материнского и дочернего). При этом разрешены только чётные значения L, если чётности обоих состояний совпадают, и нечётные, если чётности не совпадают. А.-р. является важным методом изучения нижних энергетич. состояний тяжёлых ядер (рис. 2).

Табл. 1.

Источник	Энергия, кэВ
^{226}Ra	4781,8±2,4
^{210}Po	5304,5±0,5
^{212}Bi	6049,6±0,7
^{214}Po	7688,4±0,6
^{212}Po	8785,0±0,8

Для измерения энергии и интенсивности потока α-частиц, испускаемых α-активными ядрами, используются газоразрядные и полупроводниковые детекторы частиц, а также спектрометры. Поверхностно-барьерные кремниевые *полупроводниковые детекторы* позволяют получить разрешение до 12 кэВ (для α-частиц с $\mathscr{E}_\alpha=6$ МэВ) при светосиле $\sim$0,1%. В табл. 1 приведены энергии α-частиц нек-рых α-излучателей, используемых в качестве стандартов.

Периоды полураспада. Одна из особенностей α-радиоактивности состоит в том, что при сравнительно небольшом различии в энергии α-частиц $\mathscr{E}_\alpha$ время жизни материнского ядра отличается на много порядков. Энергия α-распада Q и период полураспада $T_{1/2}$ ядер с одним и тем же Z связаны соотношением, эмпирически установленным задолго до создания теории А.-р. (*Гейгера — Неттолла закон*):

$$\lg T_{1/2}=A_Z Q_{\text{эф}}^{-1/2}+B_Z. \qquad (5)$$

Здесь A_Z и B_Z — константы, приведённые в табл. 2; эфф. величина $Q_{\text{эф}}=Q+6{,}5\cdot10^{-5}Z^{7/5}$ МэВ учитывает экранирующий эффект электронов.

Соотношение (5) лучше всего описывает переходы между осн. состояниями чётно-чётных ядер (рис. 3). Для нечётных ядер и переходов в возбуждённые состояния периоды полураспада оказываются во многих случаях в 100—1000 раз большими при одинаковой энергии А.-р. Отношение истинного периода полураспада

Табл. 2.

Z+2 (атомный номер излучателя)	A_Z	B_Z	Z+2 (атомный номер излучателя)	A_Z	B_Z
84	129,35	−49,9229	92	147,49	−53,65
86	137,46	−52,4597	94	146,23	−52,0899
88	139,17	−52,1476	96	152,44	−53,6825
90	144,19	−53,2644	98	152,86	−52,9506

к вычисленному по ф-ле (5) для чётно-чётного ядра наз. **фактором замедления**.

Теория альфа-распада. Осн. фактором, определяющим вероятность А.-р. и её зависимость от энергии α-частицы и заряда ядра, является кулоновский барьер. Простейшая теория А.-р. [Г. Гамов (G. Gamow), 1927] сводилась к описанию движения α-частицы в потенциальной яме с барьером (рис. 4, пунктир). Т. к. энергия α-частиц составляет 5—10 МэВ, а высота кулоновского барьера у тяжёлых ядер 25—30 МэВ, то вылет α-частицы из ядра может происходить только за счёт туннельного эффекта, а вероятность этого процесса определяется проницаемостью B барьера. Используя упрощённую форму барьера и предполагая,

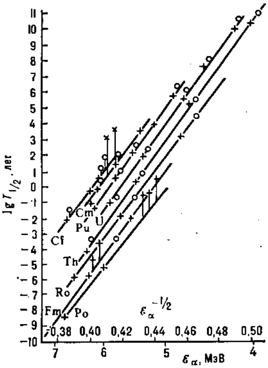


Рис. 3. Зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии чётно-чётных α-излучателей, + — переходы в основное состояние, ○ — в первое возбуждённое, × — в высшие возбуждённые состояния.

что α-частица существует внутри ядра и при вылете не уносит углового момента, можно получить для вероятности А.-р. выражение, экспоненциально зависящее от энергии α-частицы, т. е. типа (5).

Совр. подход к описанию А.-р. опирается на методы, используемые в теории ядерных реакций. Ширина Γ_α состояния ядра относительно А.-р. связана с периодом полураспада соотношением

$$\Gamma_\alpha = \hbar \ln 2/T_{1/2}. \quad (6)$$

Для А.-р. в канал C

$$\Gamma_{\alpha C} = 2\gamma_C^2 (R_C)\, P_C(R_C), \quad (7)$$

где $\gamma_C^2(R_C)$ — т. н. приведённая ширина, определяемая степенью перекрывания волновых ф-ций начального и конечного состояния ядер, характеризующая

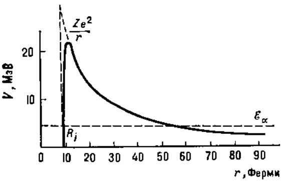


Рис. 4. Сумма ядерного и кулоновского потенциалов для α-частицы в ядре ^{230}Th; энергия α-распада Q=4,76 МэВ.

вероятность появления α-частицы на поверхности ядра (на радиусе канала R_C), а $P_C(R_C)$ — проницаемость эфф. барьера V, образуемого ядерным, кулоновским и центробежным потенциалами:

$$V = V_{\text{яд}} + \frac{Ze^2}{r} - \frac{\hbar^2}{2m^*}\,\frac{L(L+1)}{r^2}. \quad (8)$$

Здесь L — орбитальный момент вылетающей α-частицы, m^* — её приведённая масса, равная $m^* = \frac{mM}{m+M}$, где M — масса ядра, m — масса α-частицы. Существование центробежного барьера связано с наличием у α-частицы отличного от нуля орбитального момента. Центробежный барьер в А.-р. обычно играет сравнительно небольшую роль (табл. 3), в отличие от *бета-распада ядер* и γ-переходов, вероятность к-рых сильно зависит от углового момента, уносимого частицей (см. *Гамма-излучение*).

Цель большинства исследований А.-р.— измерение приведённых ширин и сравнение их с вычисленными на основе разл. теоретич. представлений о ядре. Абс. значения зависят от ряда параметров и особенно чувствительны к величине радиуса канала R_C. Наиболее точ-

Табл. 3 — **Проницаемость B_L центробежного барьера относительно его проницаемости B_0 при L=0** (Z=90, Q=4,5 МэВ).

L	0	1	2	3	4	5	6
B_L/B_0	1	0,84	0,60	0,36	0,18	0,078	0,028

ные и надёжные результаты получаются, если возможен анализ отношения ширин для переходов на разные уровни одного и того же ядра $\Gamma_{\alpha C_1}/\Gamma_{\alpha C_2}$, т. к. в этом случае большинство неопределённостей сокращается. Отношения приведённых ширин $\gamma_{C_1}^2/\gamma_{C_2}^2$ соответствуют факторам замедления.

Из анализа ширин следует, что α-частицы не существуют в α-распадающемся ядре всё время, а с нек-рой конечной вероятностью возникают на его поверхности перед вылетом. Имеющиеся данные свидетельствуют также о том, что в поверхностном слое тяжёлых ядер, по-видимому, существуют α-частичные группировки нуклонов (α-кластеры).

Классификация α-переходов основывается на структурных факторах, связанных с вероятностью образования α-частицы. А.-р. идёт на 2—4 порядка быстрее, когда α-частица образуется из нейтронных и протонных пар, по сравнению с распадом, когда α-частица образуется из неспаренных нуклонов. В первом случае А.-р. наз. благоприятным, и такими оказываются все α-переходы между основными состояниями чётно-чётных ядер. Во втором случае А.-р. наз. неблагоприятным.

Альфа-распад возбуждённых ядер изучается с помощью ядерных реакций. Отд. случаи распада нижних возбуждённых состояний тяжёлых ядер, приводящего к испусканию т. н. длиннопробежных α-частиц, известны давно и причисляются к явлению радиоактивности. Наблюдаемые времена жизни ядер лежат в диапазоне от 10^{-11} с (А.-р. нейтронных резонансов, см. *Нейтронная спектроскопия*) до 10^{-22} с (А.-р. уровней лёгких ядер). Нек-рые распадающиеся состояния лёгких ядер имеют приведённые ширины, близкие к максимально возможным (к т. н. вигнеровскому пределу), что указывает на их ярко выраженный α-кластерный характер. Изучение А.-р. высоковозбуждённых состояний ядер — один из информативных методов исследования ядерной структуры при больших энергиях возбуждения.

Лит.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 2, М., 1969; Соловьев В. Г., Теория атомного ядра. Ядерные модели, М., 1981.
А. А. Оглоблин.

АЛЬФА-ЧАСТИЦА — ядро ^{4}He, содержащее 2 протона и 2 нейтрона. Масса А.-ч. m=4,00273 а. е. м.= =6,644·10^{-24} г, спин и магн. момент равны 0. Энергия связи 28,11 МэВ (7,03 МэВ на 1 нуклон). Проходя через вещество, А.-ч. тормозятся за счёт ионизации и возбуждения атомов и молекул, а также диссоциации молекул. Длина пробега А.-ч. в воздухе $l=av^3$, где v — начальная скорость, a=9,7·10^{-28} с^{3}см$^{-2}$ (для $l\sim$3—7 см). Для плотных веществ $l\sim10^{-3}$ см (в стекле l=4·10^{-3} см). Многие фундаментальные открытия в ядерной физике обязаны происхождением изучению А.-ч.: исследование рассеяния А.-ч. привело к открытию атомного ядра, облучение А.-ч. лёгких элементов — к открытию ядерных реакций и искусственной радиоактивности.

Лит. см. при ст. *Альфа-распад*, *Радиоактивность*.

АЛЮМИНИЙ (от лат. alumen, род. падеж aluminis — квасцы; лат. Aluminium), Al,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 13, ат. масса 26,98154. Природный А. имеет один стабильный изотоп ^{27}Al. Большинство искусств. изотопов короткоживущие. Так, для образующегося при облучении нейтронами β-радиоактивного ^{28}Al $T_{1/2}$=2,24 мин. Электронная конфигурация внеш. оболочки 3 s^2p^1. Энергии последовательных ионизаций соответственно равны 5,986; 18,828 и 28,447 эВ. Металлич. радиус 0,143 нм, радиус иона Al^{3+} 0,057 нм. Значение электроотрицательности 1,47.

Свободный А.— серебристо-белый пластичный металл, $t_{пл}$=660,1°С, $t_{кип}$=2520°С, плотность 2,6989 кг/дм³ (20°С). Кристаллич. решётка кубическая гранецентрированная, с постоянной решётки 0,40497 нм. Теплота плавления 10,55 кДж/моль, теплота парообразования 291,4 кДж/моль. Теплоёмкость 25,1 Дж×моль$^{-1}$К$^{-1}$ (0°С). Темп-ра Дебая θ=390°С. Коэф. линейного расширения 24,56·10^{-6} (в интервале 20—200°С). Теплопроводность 2,177 Дж см$^{-1}$с$^{-1}$К$^{-1}$, уд. сопротивление 2,6548 мкОм·см (при 20°С). Температура перехода в сверхпроводящее состояние 1,19 К. А. слабопарамагнитен. Модуль его упругости 68,6·10³ МН/м², твёрдость отожжённого А. по Бринеллю 167 МН/м².

Наиболее типична для А. степень окисления +3, при высоких темп-рах возможны степени окисления +2 и +1. Хим. активность А. относительно высока. Реакция А. с кислородом сопровождается выделением большого кол-ва тепла и приводит к образованию оксида Al_2O_3. В обычных условиях А. покрыт тонкой оксидной плёнкой, к-рая предохраняет его от разрушения. Чистый А. обладает высоким коэфф. отражения, что обусловило его применение для изготовления отражателей. Его широко применяют как электропроводник, для изготовления радиодеталей и конструкций и т. д. *С. С. Бердоносов.*

АМБИПОЛЯ́РНАЯ ДИФФУ́ЗИЯ (от лат. ambo — оба и греч. pólos — ось, полюс) — совместный диффузионный перенос электронов и ионов в направлении уменьшения их концентрации, при к-ром в каждой точке объёма плазмы электронный и ионный потоки Γ_e и Γ_i равны или могут отличаться лишь на одну и ту же пост. величину: $\Gamma_e=\Gamma_i+\Gamma_0$ (Γ_0=const, т. н. сквозной поток). Простейший случай А. д. слабоионизованной плазмы (в к-рой столкновения заряж. частиц несущественны) в цилиндрич. трубке в отсутствие магн. поля был рассмотрен нем. физиком В. Шоттки (W. Schottky, 1924). Вследствие различия коэф. диффузии электронов и ионов компоненты всегда стремятся разделиться во всём объёме и на стенке возникает объёмный заряд. В отсутствие магн. поля коэф. диффузии электронов D_e много больше ионного D_i и стенки заряжаются отрицательно. Однако уже слабое разделение зарядов приводит к появлению электрич. поля (т. н. самосогласованного амбиполярного поля), препятствующего дальнейшему разделению. Самосогласованное электрич. поле запирает электроны и ускоряет ионы таким образом, чтобы их диффузионные потоки были равны. Коэф. А. д. определяется коэф. диффузии более медленной компоненты. В отсутствие магн. поля или вдоль магн. поля (при его наличии) коэф. А. д. $D_{A\parallel}$, как показывает расчёт, примерно равен

$$D_{A\parallel}=(1+T_e/T_i)\,D_{i\parallel},$$

где T_e и T_i — темп-ры электронной и ионной компонент. Второй член в этой формуле — результат ускорения переноса ионов амбиполярным полем вследствие их полевой подвижности. Т. о., А. д.— смесь истинно диффузного потока с полевыми потоками. В случае диффузии поперёк магн. поля для слабоионизов. плазмы коэф. диффузии ионов $D_{i\perp}$ значительно больше коэф. диффузии электронов $D_{e\perp}$ и коэфф. А. д. $D_{A\perp}$ определяется диффузией электронов:

$$D_{A\perp}=(1+T_i/T_e)\,D_{e\perp}.$$

В полностью ионизованной плазме классич. поперечная диффузия электронов и ионов в двухкомпонентной плазме определяется их трением между собой, что автоматически обеспечивает равенство потоков (т. е. $D_{e\perp}=D_{i\perp}$). Диффузия плазмы редко бывает амбиполярной, в большинстве случаев возникают отклонения из-за пространств. анизотропии коэф. переноса для каждой из компонент, т. к. для сохранения квазинейтральности элементов объёма плазмы необходимо лишь равенство дивергенции потоков: div Γ_e=div Γ_i. Напр., в случае диффузии слабоионизов. плазмы в замкнутой металлич. камере (l — длина, a — радиус), помещённой в сильное однородное магн. поле H (рис.), выполняется условие $D_{e\parallel}\gg D_{i\parallel}\gg D_{i\perp}\gg D_{e\perp}$. При конечной длине камеры подвижные вдоль магн. поля H электроны стремятся уйти на торцевые стенки сосуда. Ионы имеют больший, чем электроны, поперечный коэф. диффузии и сравнительно легко попадают на боковую стенку прибора. В результате в объёме плазмы всё время возникает вихревой электрич. ток I. Он легко замыкается по металлич. поверхности камеры. Диффузия перестаёт быть амбиполярной, скорость её определяется бо́льшими коэф. ($D_{e\parallel}$ или $D_{i\perp}$). Аналогичный эффект может иметь место в безграничной плазме в процессе расплывания её неоднородностей. При этом роль поверхности играет осн. «фоновая» плазма. Эти явления часто наз. эффектами «короткого замыкания». Они могут существенно уменьшать время жизни плазмы и изменять динамику возмущений в ней.

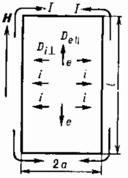


Схема поведения компонент слабоионизованной плазмы в замкнутой металлической камере.

А. д. имеет место также в жидкостях (электролитах), при наличии градиента концентрации электролита, в полупроводниках, обладающих свободными носителями зарядов. А. д. является одним из процессов, обусловливающих энергетич. потери в электрич. зарядах в газе, напр. в *тлеющем разряде.*

Лит.: Галант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е., Основы физики плазмы, М., 1977; Жилинский А. П., Цендин Л. Д., Столкновительная диффузия частично ионизированной плазмы в магнитном поле, «УФН», 1980, т. 131, в. 3, с. 343. *А. П. Жилинский.*

АМЕРИ́ЦИЙ (назв. от слова «Америка», по месту открытия; лат. Americium), Am,— радиоакт. хим. элемент семейства актиноидов, ат. номер 95. Наиб. долгоживущие изотопы — α-радиоактивные ^{243}Am ($T_{1/2}$=7370 лет), ^{242m}Am (141 год), ^{241}Am (432,1 года). Получен искусственно при облучении урана или плутония тепловыми нейтронами в ядерных реакторах. Электронная конфигурация внеш. оболочек $5f^76s^2p^67s^2$. Энергия ионизации 5,99 эВ. Металлич. радиус 0,182 нм, радиусы ионов Am^{3+} и Am^{4+} равны соответственно 0,100 и 0,085 нм. Значение электроотрицательности ~1,2.

А.— серебристый металл, имеющий ниже 600°С устойчивую α-модификацию с двойной гексагональной плотной упаковкой, выше 600°С — гранецентриров. кубич. β-модификацию; $t_{пл}$=1180°С, $t_{кип}$=2070°С, плотность (при 20°С) ок. 13,7 кг/дм³. При давлениях св. 11 ГПа получены др. модификации А. с моноклинной и орторомбич. структурой. В соединениях проявляет степени окисления от +2 до +7; в растворах наиб. устойчива степень окисления +3. ^{241}Am применяют для изготовления нейтронных источников (в смеси с Be), источников α-излучения, используемых для снятия статич. зарядов, а также источников γ-излучения небольшой (59,6 кэВ) энергии (напр., для дефектоскопов, плотномеров). *С. С. Бердоносов.*

АМО́РФНОЕ СОСТОЯ́НИЕ (от греч. ámorphos — бесформенный) — твёрдое некристаллич. состояние вещества, характеризующееся изотропией свойств и отсутствием точки плавления. При повышении темп-ры аморфное вещество размягчается и переходит в жидкое состояние постепенно. Эти особенности обусловлены отсутствием в А. с., в отличие от кристаллич. состояния, т. н. д а л ь н е г о п о р я д к а — строгой периодич. повторяемости в пространстве одного и того же элемента структуры (атома, группы атомов, молекулы и т. п.). В то же время у вещества в А. с. существует согласованность в расположении соседних частиц — т. н. б л и ж н и й п о р я д о к, соблюдаемый в пределах 1-й координац. сферы (см. *Координационное число*) и постепенно теряющийся при переходе ко 2-й и 3-й сферам, т. е. соблюдающийся на расстояниях, сравнимых с размерами частиц. Т. о., с расстоянием согласованность уменьшается и через 0,5—1 нм исчезает (см. *Дальний и ближний порядок*).

Ближний порядок характерен и для жидкостей, но в жидкости происходит интенсивный обмен местами между соседними частицами, затрудняющийся по мере возрастания вязкости. Поэтому твёрдое тело в аморфном состоянии принято рассматривать как переохлаждённую жидкость с очень высоким коэффициентом вязкости. Иногда в само понятие «А. с.» включают жидкость.

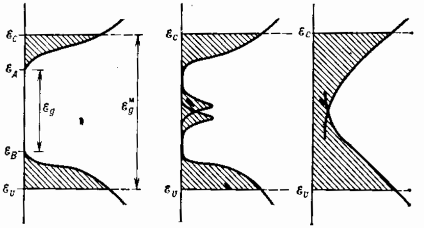
Термодинамически устойчивым твёрдым состоянием вещества при низких темп-рах является кристаллич. состояние. Однако в зависимости от свойств частиц *кристаллизация* может потребовать больше или меньше времени — молекулы должны успеть при охлаждении вещества «выстроиться». Иногда это время бывает столь большим, что кристаллич. состояние практически не реализуется. Обычно А. с. образуется при быстром охлаждении расплава. Напр., расплавляя кристаллич. кварц и затем быстро охлаждая расплав, получают аморфное кварцевое стекло (см. *Стеклообразное состояние*). Однако иногда даже самое быстрое охлаждение недостаточно быстро для того, чтобы помешать образованию кристаллов. В природе А. с. (опал, обсидиан, янтарь, смолы) менее распространено, чем кристаллическое. В А. с. могут находиться нек-рые металлы и сплавы, в т. ч. металлич. стёкла (см. *Аморфные металлы*), а также полупроводники (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*) и полимеры. Структура аморфных полимеров характеризуется ближним порядком в расположении звеньев или сегментов макромолекул, быстро исчезающим по мере их удаления друг от друга. Молекулы полимеров как бы образуют «рои», время жизни которых очень велико из-за огромной вязкости полимеров и больших размеров молекул.

Лит.: К и т а й г о р о д с к и й А. И., Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел, М.— Л., 1952; е г о ж е, Порядок и беспорядок в мире атомов, 5 изд., М., 1977; М о т т Н., Д э в и с Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., т. 1—2, 2 изд., М., 1982.

АМО́РФНЫЕ И СТЕКЛООБРА́ЗНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ́ — аморфные и стеклообразные вещества, обладающие свойствами *полупроводников*. А. и с. п. характеризуются наличием ближнего и отсутствием дальнего порядка (см. *Дальний и ближний порядок*).

А. и с. п. по составу и структуре подразделяются на халькогенидные, оксидные, органические, тетраэдрические. Наиб. подробно изучены халькогенидные стеклообразные (ХСП) и элементарные тетраэдрические (ЭТАП). ХСП получают в осн. либо охлаждением расплава, либо испарением в вакууме. К ним относятся Se и Te, а также двух- и многокомпонентные стеклообразные сплавы халькогенидов (сульфидов, селенидов и теллуридов) разл. металлов (напр., As—S—Se, As—Ge—Se—Te, As—Sb—S—Se, Ge—S—Se, Ge—Pb—S). ЭТАП (аморфные Ge и Si) получают чаще всего ионным распылением в разл. водородсодержащих атмосферах или диссоциацией содержащих их газов (в частности, SiH_4 или GeH_4) в *высокочастотном разряде*.

Особенности А. и с. п. связаны с особенностями энергетич. спектра электронов. Наличие энергетич. областей с высокой и низкой плотностями электронных состояний — следствие ближнего порядка. Поэтому можно условно говорить о зонной структуре некристаллич. веществ (см. *Зонная теория*). Однако разупорядоченность структуры приводит к появлению дополнит. разрешённых электронных состояний, плотность к-рых $g(\mathscr{E})$ спадает в глубь запрещённой зоны, образуя «хвосты» плотности состояний (рис. 1, *а*). Электронные



а *б* *в*

Рис. 1. Схемы энергетического спектра ХСП As_2Se_3. Области локализованных состояний заштрихованы. $\mathscr{E}_A$, $\mathscr{E}_B$ — границы областей с высокими плотностями состояний; $\mathscr{E}_g^м$ — запрещённая зона по подвижности.

состояния в «хвостах» делятся на локализованные и делокализованные (токопроводящие). Резкие границы между этими состояниями наз. к р а я м и п о д в и ж н о с т и ($\mathscr{E}_c$ и $\mathscr{E}_v$, рис. 1), расстояние между ними наз. запрещённой зоной (или щелью) по подвижности $\mathscr{E}_g^м$ (см. *Неупорядоченные системы*).

Электропроводность. Максимумы $g(\mathscr{E})$, обусловленные *дефектами* структуры, могут возникать внутри щели и перекрываться друг с другом, как и сами «хвосты» (рис. 1, *б*, *в*). В соответствии с этим выделяют три механизма проводимости, к-рые преобладают в разл. температурных интервалах: а) перенос носителей заряда, возбуждённых за край подвижности, но делокализов. состояниям. При этом статич. проводимость σ в широком температурном интервале определяется выражением $\sigma=\sigma_0\exp[-(\mathscr{E}_c-\mathscr{E}_F)/kT]$, где $\mathscr{E}_F$ — *ферми-энергия*, $\sigma_0=10^3-10^4$ Ом$^{-1}$см$^{-1}$. б) Прыжковый перенос носителей заряда, возбуждёных в локализов. состояния вблизи краёв подвижности (напр., в состояния между $\mathscr{E}_A$ и $\mathscr{E}_c$). В этом случае

$$\sigma=\sigma_0'\exp\left[\frac{-(\mathscr{E}_A-\mathscr{E}_F+W)}{kT}\right],$$

где W — энергия активации прыжка, $\sigma_0'\leqslant 10$ Ом$^{-1}$см$^{-1}$. в) Прыжковый перенос носителей по локализов. состояниям вблизи $\mathscr{E}_F$ на расстоянии, увеличивающиеся при уменьшении T:

$$\sigma=\sigma_0''\exp\left(-kT^{-1/4}\right).$$

Механизмы «а» и «б» более характерны для ХСП, случай «в» — для ЭТАП. Прыжковый перенос носителей проявляется в слабой зависимости проводимости на переменном токе от темп-ры; зависимости от частоты ($\sigma_\infty\approx k\omega^{0,8}$); в противоположных знаках *термоэдс* и *Холла эффекта*.

Подвижность носителей заряда мала ($10^{-5}-10^{-8}$ см^2 В$^{-1}$с$^{-1}$) и зависит от напряжённости электрич. поля и толщины образца, что связывают либо с многократным захватом носителей на локализов. состояния, распределённые по определ. закону, либо с прыжковым переносом.

Для большинства ХСП значения σ и энергия активации практически не зависят от природы и концентрации примесей (примесные атомы проявляют макс. валентность, отдавая все свои валентные электроны на образование *ковалентных связей* с осн. атомами). Однако примеси переходных металлов (Ni, Mo, W, Fe) вызывают появление примесной проводимости (резкое возрастание σ, рис. 2). Предполагается, что её создают *d*-электроны, к-рые могут не участвовать в образовании ковалентных связей. ЭТАП, в частности аморфный Si, удаётся эффективно легировать атомами P и B.

Для многих ХСП характерен эффект переключения — быстрый ($\sim 10^{-10}$ с) обратимый переход из высокоомного состояния (рис. 3, *1*) в низкоомное (*2*) под действием сильного электрич. поля $\geqslant 10^5$ В·см$^{-1}$. Это объясняется как инжекцией электронов и дырок из контакта и делокализацией захваченных носителей заряда, так и ростом темп-ры в шнуре тока (см. *Шнурование тока*). В ряде ХСП низкоомное состояние образца сохраняется длительно, а для возврата в высокоомное состояние необходимо пропустить через образец кратковрем. импульс тока. Этот эффект памяти обусловлен частичной кристаллизацией ХСП в области токового шнура.

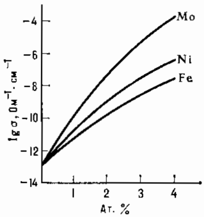


Рис. 2. Зависимости проводимости σ аморфных полупроводников от концентрации примеси переходных металлов.

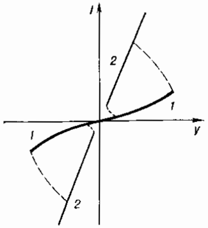


Рис. 3. Вольтамперная характеристика халькогенидных стеклообразных полупроводников в условиях «эффекта переключения».

Во многих А. и с. п., в частности в ХСП, электронные состояния в запрещённой зоне являются *поляронами* малого радиуса. Заполнение такого состояния электроном сопровождается сдвигом соседних атомов решётки, что приводит к отличию значений $\mathscr{E}_g$, полученных из измерений межзонного поглощения света и энергии активации проводимости.

Оптические свойства. Край осн. поглощения света в А. и с. п. имеет 3 участка. В области высоких значений коэф. поглощения $\alpha > 10^4$ см$^{-1}$, его зависимость от частоты: $\alpha = B(h\nu - \mathscr{E}_g^{\text{оп}})/h\nu$, где $B \sim 10^5 - 10^6$ см$^{-1}$ эВ$^{-1}$, $\mathscr{E}_g^{\text{оп}}$ — оптическая ширина запрещённой зоны. При 1,0 см$^{-1} < \alpha < 10^3 - 10^4$ см$^{-1}$ $\alpha = \alpha_0 \exp(Ah\nu)$, где $A = 15-20$ эВ$^{-1}$. При $\alpha < 1$ см$^{-1}$ поглощение обусловлено дефектами структуры.

В большинстве А. и с. п. наблюдается значит. *фотопроводимость* $\sigma_ф = AL^n$, где L — интенсивность света; $0{,}5 \leqslant n \leqslant 1{,}0$. Спектральное распределение $\sigma_ф$ имеет максимум и пологую длинноволновую ветвь; зависимость $\sigma_ф(T)$ имеет максимум в той области T, где $\sigma_ф \sim \sigma$, а при понижении темп-ры $\sigma_ф$ спадает вначале экспоненциально, а затем более полого. Особенности $\sigma_ф$ объясняются «прилипанием» и рекомбинацией неравновесных носителей на локальных центрах, непрерывно распределённых по энергии по определённому (в частности, по экспоненциальному) закону. В ХСП наблюдаются ряд специфич. явлений, напр. уменьшение люминесценции в процессе возбуждения, что коррелирует с явлениями фотоиндуцир. электронного парамагн. резонанса (ЭПР) и фотоиндуциров. поглощения света. Эти особенности объясняются наличием заряж. дефектов, к-рые при низкотемпературном освещении становятся нейтральными и парамагнитными.

Аморфный кремний. Из ЭТАП наиб. изучен гидрогенизиров. аморфный Si. Водород «залечивает» оборванные связи в Si, понижая тем самым плотность локализов. состояний в запрещённой зоне и обеспечивая возможность легирования, а также меняет общую структуру и весь комплекс электрич. и оптич. свойств.

Практическое применение А. и с. н. разнообразно. Благодаря прозрачности в длинноволновой области спектра ХСП применяются в оптич. приборостроении. Сочетание высокого сопротивления и большой фотопроводимости используется в электрофотографии, телевизионных передающих трубках типа видикон и для изготовления фототермопластич. преобразователей изображений. Эффекты переключения и памяти позволяют получить быстродействующие переключатели и матрицы памяти. Фотолегирование и обратимость фотостимулиров. изменения оптич. свойств используются в светорегистрирующих средах для голографии и бессеребряной фотографии. Стимулированное внеш. воздействиями изменение растворимости ХСП лежит в основе фото-, электроно- и рентгенорезисторов, фотошаблонов и др. Плёнки аморфного Si и др. ЭТАП перспективны для построения *солнечных батарей*, а также для создания эфф. электролюминофоров, электрофотографич. устройств, видиконов и др. преобразователей изображений.

Лит.: Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., т. 1—2, 2 изд., М., 1982; Костылев С. А., Шкут В. А., Электронное переключение в аморфных полупроводниках, К., 1978; Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979; Стеклообразный сульфид мышьяка и его сплавы, Киш., 1981; Электронная теория неупорядоченных полупроводников, М., 1981; Аморфные полупроводники, под ред. М. Бродски, пер. с англ., М., 1982.

В. М. Любин.

АМО́РФНЫЕ МАГНЕ́ТИКИ — класс *магнитных материалов*, сочетающих определ. *магнитную атомную структуру*, напр. ферромагнитную, с аморфной атомной структурой в ограниченном интервале темп-р. Возможность существования А. м. была впервые показана теоретически в 1960 [1]. Полученные А. м. по магн. свойствам не уступают или близки к лучшим кристаллич. магн. материалам, но технология их изготовления существенно проще.

Особенности магн. состояния А. м. определяются особенностями аморфного состояния вещества — отсутствием дальнего и наличием ближнего атомного порядка, термодинамич. неравновесностью, флуктуациями атомных магн. моментов, обменных и анизотропных взаимодействий. Указанные флуктуации и топологич. особенности строения «сетки» атомов аморфного вещества формируют магн. структуры А. м. Теоретич. и эксперим. исследования показали, что существуют след. типы А. м.: ферромагнетики (ФМ), спиновые стёкла (СС), ферримагнетики (ФИМ), неупорядоченные ферромагнетики (НФМ), неупорядоченные ферримагнетики (НФИМ). Последние два типа А. м. наз. также асперомагнитными и сперимагнитными соответственно. Теория допускает также возможность неупорядоченного антиферромагн. состояния. На рис. 1 схематически представлены указанные структуры А. м. и примеры магнетиков соответствующих типов. Во всех магн. структурах А. м. (кроме СС) существует дальний магн. порядок.

Структуры ФМ и НФМ (рис. 1, *а*, *г*) имеют ненулевой макроскопич. спонтанный магн. момент ($M \neq 0$). Их различие связано со стохастичностью и существенной неколлинеарностью структуры НФМ. Состояние СС (рис. 1, *б*) представляет собой систему хаотически «замороженных» в пространстве магн. моментов с общим моментом $M = 0$. Наконец, состояния ФИМ и НФИМ (рис. 1, *в*, *д*) характерны для двухкомпонентных систем типа сплавов переходных $3d$- и $4f$-металлов.

НФИМ отличается неупорядоченностью и неколлинеарностью магн. моментов.

Физ. свойства А. м. специфичны, напр. перевод магнетика в аморфное состояние вызывает, как правило, снижение темп-ры *магнитного фазового перехода* в парамагн. состояние. Флуктуации *обменных взаимодействий* в случае аморфного ФМ увеличивают скорость снижения спонтанной намагниченности при увеличении

В аморфных ФМ и ФИМ наблюдаются разл. типы доменных структур, включая цилиндрич. магн. домены. Магнитострикции аморфных ФМ и их кристаллич. аналогов сравнимы [2].

Методы получения А. м. основываются на том или ином способе фиксации неупорядоченного атомного состояния вещества. Наибольшее распространение получили методы закалки расплавов со скоростями

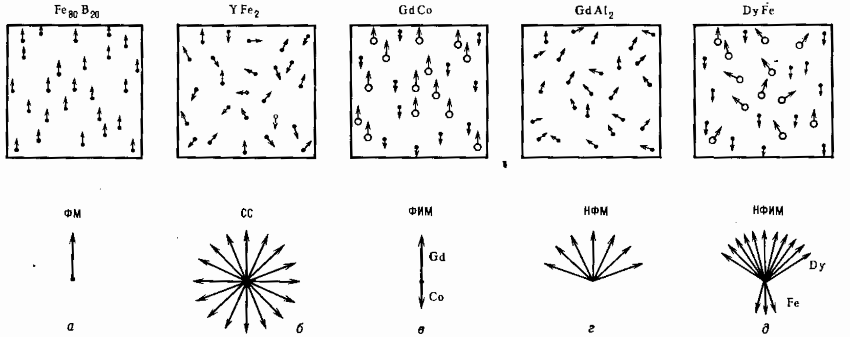


Рис. 1. Типы магнитных структур аморфных магнетиков: *а* — ферромагнитная; *б* — спиновое стекло; *в* — ферримагнитная; *г* — неоднородная ферромагнитная; *д* — неоднородная ферримагнитная. Точки и кружки обозначают места локализации атомных магнитных моментов: в структурах ФМ и СС точки — атомы железа; в структуре ФИМ — атомы кобальта, кружки — атомы гадолиния; в структурах НФМ точки — атомы гадолиния; в структуре НФИМ — атомы железа, кружки — атомы диспрозия.

темп-ры. Энергетич. спектр элементарных магн. возбуждений аморфного ФМ имеет «ротонный» характер (см. *Квазичастица*), т. е. существует минимум энергии при значении волнового числа, определяемом характерным размером неоднородности структуры. Низкотемпературная «магнитная» часть теплоёмкости некоторых редкоземельных А. м. линейно зависит от темп-ры.

При идеальной изотропии аморфного вещества макроскопич. магн. анизотропия в нём отсутствует. Однако локальная магн. анизотропия, возникающая, напр., от анизотропии локального *внутрикристаллического поля*, оказывает важное влияние на магн. свойства А. м. Так, *коэрцитивная сила* аморфного ФМ увеличивается очень резко, когда энергия одноионной локальной анизотропии становится сравнимой с энергией обменного взаимодействия. Это явление используют для создания магнитно-жёстких А. м. Реальные А. м. не являются макроскопически изотропными из-за различных, гл. обр. технол., причин и обычно обладают макроскопич. магн. анизотропией.

Сравнение магнитных свойств некоторых кристаллических и аморфных сплавов (300К)

Сплавы	Состав	$4\pi M$, Тл	$T_к$, °C	H_c, А/м	$\lambda_S\cdot 10^6$
Кристаллические	Ni (80%) Fe (16%) Mo (4%)	0,78	460	2	~0
	Ni (80%) Fe (20%)	0,82	400	0,4	~0
	Ni (50%) Fe (50%)	1,60	480	8	40
	Fe (96,8%) Si (3,3%)	2,03	730	40	4
Аморфные	$Fe_3Co_{72}P_{16}B_6Al_3$	0,63	260	1,2	~0
	$Fe_{80}P_{14}B_6$	1,36	344	8	26
	$Fe_{80}P_{16}C_3B_1$	1,49	292	4	30
	$Fe_{80}B_{20}$	1,60	374	3,2	30

Примечание: $4\pi M$ — магнитная индукция; $T_к$ — темп-ра Кюри; H_c — коэрцитивная сила; λ_S — магнитострикция насыщения.

10^4—10^6 К/с. Напр., для получения аморфных металлич. ферромагн. лент и нитей используют метод «спиннингования» расплава на вращающийся металлич. барабан (рис. 2, *а*) либо метод «экстракции» — выбрасывания

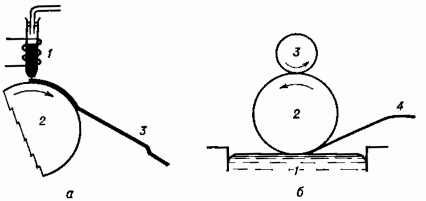


Рис. 2. Методы получения металлических аморфных магнетиков. *а* — Метод «спиннингования»: *1* — расплав; *2* — вращающийся металлический диск; *3* — аморфная лента. *б* — Метод экстракции расплава: *1* — ванна с расплавом; *2* — вращающийся металлический диск; *3* — вспомогательный диск для очистки поверхности диска *2*; *4* — аморфный сплав.

расплава вращающимся диском (рис. 2, *б*). Для получения аморфных порошков вещество распыляют электрич. полем, взрывной волной и т. п. Массивные А. м. формируют из порошков методом прессования или взрыва. Используют также метод ионно-плазменного напыления. В тонкоплёночном виде А. м. получают методами конденсации паров на охлаждённую подложку, электро- и хим. осаждения, ионно-плазменного напыления, ионной имплантации и др. [3, 4].

Перспективность техн. использования А. м. из *металлических стёкол* связана с относительной простотой их получения, высокой *магнитной проницаемостью* (~10^5), малыми магн. потерями (≈0,5 Вт/кг), высокой антикоррозийной стойкостью, относительно большим электрич. сопротивлением, возможностью получения магнитно-жёстких материалов с большой магн. энергией. Недостатки А. м. обусловлены принципиальной нестабильностью аморфного состояния. Со временем происходят перестройка атомной структуры А. м. и соответствующие изменения магн. свойств. Кроме того, введение аморфизующих добавок (неметаллов) снижает намагниченность А. м., а снижение темп-ры магн. фазового перехода делает их менее термостабильными.

Магнитно-мягкие А. м. получают на основе сплавов $3d$-металл — неметалл [см. табл., типичный пример — метгласс (металлич. стекло) $Fe_{80}B_{20}$]. В качестве магнитно-жёстких материалов используют сплавы $3d$- и $4f$-металлов, напр. $TbFe_2$. А. м. применяют для создания трансформаторов, магн. экранов, пост. магнитов, головок магнитофонов, систем магн. памяти и др. устройств электро- и радиотехники.

Лит.: 1) Губанов А. И., Квазиклассическая теория аморфных ферромагнетиков, «ФТТ», 1960, т. 2, с. 502; 2) Петраковский Г. А., Аморфные магнетики, «УФН», 1981, т. 134, с. 305; 3) Хандрих К., Кобе С., Аморфные ферро- и ферримагнетики, пер. с нем., М., 1982; 4) Быстрозакалённые металлы, пер. с англ., М., 1983. *Г. А. Петраковский.*

АМО́РФНЫЕ МЕТА́ЛЛЫ — твёрдые некристаллич. металлы и их сплавы. Экспериментально аморфность металлич. (и неметаллич.) веществ устанавливается по отсутствию характерных для кристаллов дифракц. максимумов на рентгено-, нейтроно- и электронограммах образцов. Осн. методы получения А. м.: 1) быстрое охлаждение (со скоростями $q \geqslant 10^5$—10^6 К/с) жидкого расплава; получающиеся аморфные сплавы наз. *металлическими стёклами*; 2) конденсация паров или напыление атомов на холодную подложку с образованием тонких плёнок А. м.; 3) электрохим. осаждение; 4) облучение кристаллич. металлов интенсивными потоками ионов или нейтронов.

А. м.— метастабильные системы, термодинамически неустойчивые относительно процесса *кристаллизации*; их существование обусловлено только замедленностью кинетич. процессов при низких темп-рах. Стабилизации А. м. способствует наличие т. н. аморфизирующих примесей. Так, аморфные плёнки из чистых металлов значительно менее стабильны, чем плёнки из сплавов, а для получения металлич. стёкол из чистых металлов требуются очень большие скорости охлаждения ($\sim 10^{10}$ К/с).

Наибольший интерес представляют металлические стёкла, впервые полученные в 1960. Основные классы металлических стёкол: системы $M_{1-x}Y_x$, где M — переходный или благородный металл, Y — аморфизирующий неметалл, $x \approx 0{,}2$ [например, Pd—Si, Fe—B, (Fe, Ni)—(P, C)] и сплавы переходных металлов (Ti—Ni, Zr—Cu) или других металлов (La—Ni, Ga—Al, Mg—Zn) в нек-рых интервалах составов [1—3]. Мн. металлич. стёкла обладают уникальными механич., магн. и хим. свойствами. Пределы текучести и прочности для ряда металлич. стёкол очень высоки и близки к т. н. теоретич. пределам. В то же время металлич. стёкла обладают высокой пластичностью, что резко отличает их от диэлектрич. и полупроводниковых стёкол. Мн. металлич. стёкла при высокой механич. прочности характеризуются большой нач. магн. восприимчивостью, малыми значениями коэрцитивных сил (до неск. мЭ) и практически полным отсутствием магн. гистерезиса. Коррозионная стойкость нек-рых металлич. стёкол на неск. порядков выше, чем у лучших нержавеющих сталей. Среди др. уникальных особенностей металлич. стёкол — слабое поглощение звука, каталитич. свойства [1, 2, 4].

Осн. особенности металлич. стёкол, по-видимому, связаны с их высокой микроскопич. однородностью, т. е. отсутствием *дефектов* структуры типа межзёренных границ, *дислокаций* и т. п. Детальная теория, объясняющая свойства и явления в металлич. стёклах, не развита.

Термостабильность металлич. стёкол характеризуют т. н. темп-рой кристаллизации $T_{крист}$ (при к-рой отжиг в течение 1 ч приводит практически к полной кристаллизации образца). $T_{крист}$ варьируется в пределах 300—1000 К (для наиболее распространённых стёкол 600—800 К). Металлические стёкла практически стабильны при $T \leqslant T_{крист} - 200$ К. Времена кристаллизации при этом оцениваются в сотни лет. Разработан ряд способов произ-ва металлич. стёкол, в частности литьё струи расплавленного металла на быстровращающуюся холодную подложку. При этом в 1 мин производится до 1—2 км ленты толщиной 20—100 мкм, шириной 2—100 мм; длина такой ленты практически неограниченна [1, 2, 4].

Аморфные металлич. плёнки, полученные осаждением металла из парообразного состояния на холодную подложку, обычно менее термостабильны, чем металлич. стёкла, и кристаллизуются при $T \leqslant 300$ К. Исключение составляют т. н. **аморфообразующие сплавы**, получаемые послойным напылением отд. компонент (в виде монослоёв). По термостабильности они близки к металлич. стёклам. С ростом толщины стабильность плёнок обычно падает. Наиб. изучены их электрич. и сверхпроводящие свойства [5]. Темп-ра сверхпроводящих переходов в А. м. может быть как выше, так и ниже, чем в кристаллич. веществах того же состава. Коррозионная стойкость аморфных плёнок обычно выше, чем кристаллов. Но в целом их физ. свойства изучены слабо. Ещё в большей степени это относится к А. м., полученным электрохим. осаждением или радиац. воздействием на кристаллы.

Лит.: 1) Металлические стекла, пер. с англ., М., 1983; 2) Chen H. S., Glassy metals, «Repts Progr. Phys.», 1980, v. 43, p. 353; 3) Giessen B. C., Whang S., Formation and characterization of amorphous metals, «J. Phys. Colloque C—8», 1980, v. 41, p. 95; 4) Gilman J. J., Overview of the technology and significance of metallic glasses, там же, p. 811; 5) Комник Ю. Ф., Физика металлических пленок, М., 1979. *В. Г. Вакс.*

АМПЕ́Р (по имени франц. физика А. Ампера, A. M. Ampère, 1775—1836), А,— единица силы электрич. тока СИ, равная силе неизменяющегося тока, к-рый при прохождении по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малой площади кругового поперечного сечения, расположенным в вакууме на расстоянии 1 м один от другого, вызвал бы на каждом участке проводника длиной 1 м силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н.

А. является также единицей магнитодвижущей силы, равной магнитодвижущей силе вдоль замкнутого контура, сцепленного с цепью пост. тока силой 1 А.

АМПЕ́РА ЗАКО́Н — закон взаимодействия пост. токов. Установлен А. Ампером в 1820. Согласно А. з., сила $d\boldsymbol{F}_{1\to 2}$, действующая со стороны одного элементарного «отрезка тока» $I_1 d\boldsymbol{l}_1$ на другой $I_2 d\boldsymbol{l}_2$, убывает обратно пропорционально квадрату расстояния между ними $\boldsymbol{r}_{12}$ и в среде с магн. проницаемостью μ может быть представлена в виде

$$d\boldsymbol{F}_{1\to 2} = \mu c^{-2} I_1 I_2 r_{12}^{-3}\,[d\boldsymbol{l}_1\,[d\boldsymbol{l}_2 \cdot \boldsymbol{r}_{12}]]. \qquad (1)$$

Здесь использована *Гаусса система единиц*, c — скорость света в вакууме. Входящие в (1) элементарные отрезки токов являются частями замкнутых контуров, поскольку пост. электрич. токи всегда чисто соленоидальные (вихревые). Поэтому А. з. в форме (1) имеет лишь вспомогат. смысл, приводя к правильным (подтверждаемым на опыте) значениям силы только после интегрирования (1) по замкнутым контурам l_1 и l_2.

Напр., в общем случае элементарные силы между двумя отрезками токов оказываются невзаимными: $d\boldsymbol{F}_{1\to 2} \neq d\boldsymbol{F}_{2\to 1}$, однако при переходе к замкнутым контурам эта невзаимность устраняется. Из А. з. следует, в частности, что два прямых провода с токами I_1 и I_2, текущими параллельно или антипараллельно друг другу на расстоянии d, соответственно притягиваются или отталкиваются с силой (на единицу длины), равной $F_{1\to 2} = F_{2\to 1} = \pm 2\mu I_1 I_2 / c^2 d$. А два плоских контура с токами I_1 и I_2 на расстояниях, существенно превышающих их размеры, взаимодействуют между собой как два магн. диполя и т. д. Из А. з. и *Био—Савара закона* вытекает выражение для силы, действующей на ток в заданном внеш. магн. поле $\boldsymbol{B}=\mu\boldsymbol{H}$ ($\boldsymbol{H}$ — напряжённость магн. поля, $\boldsymbol{B}$ — магн. индукция), $d\boldsymbol{F}=c^{-1}I\,[d\boldsymbol{l}\boldsymbol{B}]$. Отсюда в случае произвольно распределённых токов с объёмной плотностью $\boldsymbol{j}=I\Delta\boldsymbol{l}/\Delta V$ для силы на единицу объёма $\boldsymbol{f}=\Delta\boldsymbol{F}/\Delta V$ получается

$$\boldsymbol{f}=c^{-1}\,[\boldsymbol{j}\boldsymbol{B}]. \qquad (2)$$

Величину (2) наз. силой Ампера, а в случае конвективного тока, обусловленного движением заряж. частиц, $\boldsymbol{j}=\rho\boldsymbol{v}$ ($\boldsymbol{v}$ — скорость, ρ — объёмная плотность заряда), она известна как *Лоренца сила*.

Иногда А. з. наз. интегральное соотношение $\oint_C \boldsymbol{H}\cdot d\boldsymbol{l}=4\pi\cdot I/c$, где I — полный ток, протекающий через поверхность, ограниченную замкнутым контуром C. Это соотношение аналогично *Гаусса теореме* в электростатике.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965. *М. А. Миллер, Г. М. Фрайман.*

АМПЕ́РА ТЕОРЕ́МА — устанавливает эквивалентность полей, создаваемых магн. листком и пост. электрич. током, текущим по контуру, совмещённому с краем этого листка. Магн. листком наз. участок поверхности S с равномерно распределёнными на нём элементарными магн. диполями, направленными по нормали $\boldsymbol{n}$ к S (рис. 1). Поверхностная плотность диполей $p^m_{\text{пов}}$ на листке связана с эквивалентным током I соотношением $\boldsymbol{p}^m_{\text{пов}}=c^{-1}I\boldsymbol{n}$ (*Гаусса система единиц*); при этом направления тока и нормали $\boldsymbol{n}$ удовлетворяют правилу правого винта. В случае произвольного распределения вектора намагничения $\boldsymbol{M}$ (дипольного момента единицы объёма) плотность эквивалентного тока $\boldsymbol{j}$ определяется равенством $\boldsymbol{j}=c\operatorname{rot}\boldsymbol{M}$, являющимся обобщением А. т.

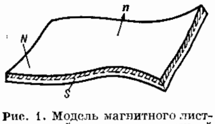


Рис. 1. Модель магнитного листка: тонкий лист, намагниченный перпендикулярно к его поверхности.

В 1820 А. Ампер экспериментально показал, что магн. свойства витка с током и пост. магнита на достаточно больших расстояниях одинаковы. В том же году он сформулировал и доказал А. т. с помощью предвосхитившего вывод *Стокса формулы* рассуждения:

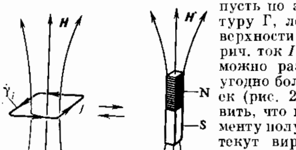


Рис. 2. Магнитное поле витка с током: *а* — ток по контуру Г эквивалентен совокупности токов по контурам γ_i; *б* — соответствие внешнему полю постоянного магнита.

пусть по замкнутому контуру Г, лежащему на поверхности S, течёт электрич. ток I. Поверхность S можно разбить на сколь угодно большое число ячеек (рис. 2, *а*) и представить, что по каждому элементу получившейся сетки текут виртуальные токи, равные по величине I и противоположные по направлениям, так что суммарный ток в каждом внутреннем элементе равен нулю. В силу *суперпозиции принципа* полученная система виртуальных токов эквивалентна по своему магн. действию исходному току; с другой стороны, каждый элементарный виток с током эквивалентен маленькому магнитику с дипольным моментом $\Delta\boldsymbol{p}^m=c^{-1}I\boldsymbol{n}\Delta S$, где ΔS — площадь ячейки (рис. 2, *б*).

А. т. сыграла значит. роль в становлении представлений о единой природе электрич. и магн. явлений. Вместе с *двойственности перестановочной принципом* А. т. позволяет установить соответствие между полями в электростатич. и магнитостатич. системах ($\boldsymbol{j}^e \rightleftarrows \rightleftarrows \boldsymbol{p}^m \rightleftarrows \boldsymbol{p}^e$); с нек-рыми ограничениями его можно перенести и на переменные поля.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976. *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

АМПЛИТУ́ДА колебаний (от лат. amplitudo — величина) — наибольшее отклонение колеблющейся величины от среднего положения или от нек-рого значения, условно принятого за нулевое. Для *гармонического колебания* $u\,(t)=A_0\cos(\omega t+\varphi_0)$ А. колебаний A_0 является величиной постоянной. При комплексной записи

$$w\,(t)=u+iv=A_0\exp\,(i\omega t+i\varphi_0)$$

вводится понятие комплексной А. $A_к=A_0\exp(i\varphi_0)$, где φ_0 — нач. фаза. В случае амплитудно-модулиров. колебаний $u\,(t)=A\,(t)\cos(\omega t+\varphi_0)$ величина $A\,(t)$ изменяется во времени, однако её по-прежнему можно квалифицировать как А., если характерное время изменения $A\,(t)$ существенно больше периода ВЧ-колебаний $2\pi/\omega$, т. е. если её *Фурье спектр* может быть с достаточной точностью представлен частотами, много меньшими ω.

В более сложных случаях колебаний с амплитудно-фазовой модуляцией определение А. и фазы основывается на сопоставлении квазигармонич. процессу $u\,(t)$ аналитич. ф-ции

$$w\,(t)=u\,(t)+iv\,(t)=A\,(t)\exp\,[i\varphi\,(t)],$$

где $A=\sqrt{u^2+v^2}$, $\varphi=\operatorname{arctg}(v/u)$. Сопряжённая с $u\,(t)$ ф-ция $v\,(t)$ обладает сдвинутыми по фазе на $\pi/2$ спектральными гармониками и определяется *Гильберта преобразованием*:

$$v\,(t)=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{u\,(\tau)\,d\tau}{t-\tau}$$

(см. *Дисперсионные соотношения, Аналитический сигнал*).

Иногда термин «А.» применяется и к произвольным во времени, даже существенно непериодич. процессам, когда вообще трудно говорить о колебаниях как таковых. Тогда в него вкладывается смысл макс. отклонения, размаха и т. п.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Вайнштейн Л. А., Вакман Д. Е., Разделение частот в теории колебаний и волн, М., 1983.
М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

АМПЛИТУ́ДА ВЕРОЯ́ТНОСТИ в квантовой механике — то же, что *волновая функция*.

АМПЛИТУ́ДА ПРОЦЕ́ССА — комплексная величина, квадрат модуля к-рой определяет вероятность данного процесса (или его *сечение*). А. п. описывает переход между состояниями, задаваемыми *векторами состояния* в бесконечно удалённом прошлом (в момент времени $t\to-\infty$) и бесконечно удалённом будущем ($t\to+\infty$), где взаимодействие считается выключенным (см. *Адиабатическая гипотеза*). Совокупность А. п. образует *матрицу рассеяния* (S-матрицу), вычисление к-рой является одной из основных задач квантовой теории поля. Единств. регулярным методом её вычисления пока остаётся теория возмущений, графич. представление к-рой даётся *Фейнмана диаграммами*.
А. В. Ефремов.

АМПЛИТУ́ДА РАССЕ́ЯНИЯ — квантовомеханич. амплитуда перехода между двумя состояниями системы в непрерывном спектре. Одно из этих состояний отвечает начальному ($t_i \to -\infty$), другое — конечному ($t_f \to \to \infty$) моментам времени.

А. р. $A_{b,a}$ является матричным элементом матрицы (оператора) рассеяния T:

$$A_{b,a} = (\chi_b,\ T\chi_a), \tag{1}$$

к-рая связана с S-матрицей соотношением $S = 1 - iT$ и имеет вид

$$T = V + V' \frac{1}{\mathcal{E}_a - H_0 - i0} V. \tag{2}$$

Здесь $H = H_0 + V = H_0' + V'$ — полный *гамильтониан* системы, H_0 и V — свободный гамильтониан и взаимодействие, отвечающее состоянию системы в момент времени t_i (H_0', V' — соответствующие величины в конечный момент времени t_f), χ_b, χ_a — собств. ф-ции в состоянии непрерывного спектра свободных гамильтонианов H_0' и H_0, $\mathcal{E}_a$ — собств. значение энергии, отвечающее состоянию χ_a.

Благодаря сохранению импульса амплитуда $A_{b,a}$ может быть записана в форме

$$A_{b,a} = \delta(\boldsymbol{p}_f - \boldsymbol{p}_i)\, T_{b,a}, \tag{3}$$

где $\boldsymbol{p}_i$ ($\boldsymbol{p}_f$) — трёхмерный импульс системы начального (конечного) состояния, $\delta(x)$ — *дельта-функция* Дирака. Часто термин «А. р.» применяется к величине $T_{b,a}$.

В низшем приближении по взаимодействию А. р. даётся матричным элементом от потенциала взаимодействия V, что соответствует *борновскому приближению*. Для простейшего случая рассеяния нерелятивистской бесспиновой частицы в сферически симметричном потенциале $V(r)$ (r — расстояние до рассеивающего центра) А. р. имеет вид $T_{b,a} = f(\theta, \varepsilon)$ и характеризуется углом рассеяния θ и энергией ε (здесь $\varepsilon = p^2/2m$, $p = |\boldsymbol{p}_i| = |\boldsymbol{p}_f|$, $\cos\theta = \boldsymbol{p}_i \boldsymbol{p}_f / p^2$, m — масса частицы). А. р. $f(\theta, \varepsilon)$ определяет асимптотику на больших расстояниях r точной волновой ф-ции системы $\psi(r)$ (к-рая является собств. ф-цией гамильтониана H), а именно при направлении начального импульса вдоль оси z:

$$\psi(r)_{r \to \infty} \sim e^{ipz/\hbar} + \frac{f(0,\ \varepsilon)}{r} e^{ipr/\hbar}. \tag{4}$$

Первое слагаемое в этой ф-ле — плоская волна, описывающая нач. поток частиц, второе слагаемое — расходящаяся волна, описывающая рассеянные частицы, $f(\theta, \varepsilon)$ можно представить в виде ряда по полиномам Лежандра $P_l(\cos\theta)$ (разложение по парциальным волнам):

$$f(\theta,\ \varepsilon) = \frac{\hbar}{2ip} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\left(e^{i\delta_l} - 1\right) P_l(\cos\theta), \tag{5}$$

где веществ. параметры δ_l зависят от энергии и наз. **фазами рассеяния**, l — орбитальное квантовое число частицы. Эта ф-ла является представлением А. р. в виде суммы **парциальных амплитуд рассеяния** — А. р. в состояниях с заданным орбитальным моментом. Квадрат А. р. $f(\theta, \varepsilon)$ определяет сечение рассеяния на угол θ в системе центра инерции в единичный телесный угол:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(0,\ \varepsilon)|^2.$$

Существуют обобщения разложения по парциальным волнам для более сложных случаев рассеяния (рассеяния релятивистских частиц, частиц со спином, многочастичных амплитуд и пр.).

Амплитуда неупругого рассеяния (неупругих процессов) обычно наз. *амплитудой процесса*. Она является комплексной ф-цией энергии и переданных в процессе импульсов, а также зависит от спиновых и др. переменных, характеризующих нач. и конечное состояния системы. Эксперим. и теоретич. исследование свойств амплитуд упругого рассеяния и неупругих процессов — один из осн. методов изучения взаимодействия микрочастиц. См. *Рассеяние микрочастиц*.

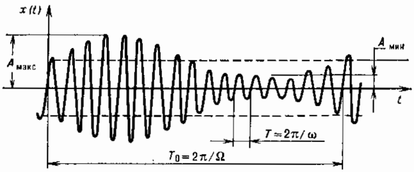
Лит.: Мотт Н., Месси Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., 3 изд., М., 1969; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М., Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, 2 изд., М., 1971.

М. В. Терентьев.

АМПЛИТУДА СОСТОЯНИЯ в квантовой теории — то же, что *вектор состояния*.

АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ — изменение амплитуды колебаний или волн во времени (в пространстве). Закон изменения в принципе произволен, однако обычно термин «А. м.» применяется к процессам с медленным (по сравнению с исходными несущими колебаниями) изменением амплитуд, когда их поведение приближённо можно описать с помощью непрерывных ф-ций (огибающих). Как несущие колебания, так и их огибающие могут быть гармоническими, импульсными, случайными и т. п., однако наиб. важны и представительны случаи, когда несущие колебания синусоидальны. Тогда колебания с А. м. можно представить в виде: $x(t) = A(t)\sin(\omega t + \varphi)$, где $A(t)$ — медленная ф-ция, описывающая поведение огибающей, $\omega = 2\pi/T$ и φ — частота и нач. фаза исходных колебаний. Условие медленности изменения амплитуд на характерном временнóм интервале, равном периоду T, определяется неравенством $dA/dt \ll A/T$. В простейшем случае (рис.) изменения огибающей по синусоидальному закону $A(t) = A_0(1 + m \sin \Omega t)$ с частотой $\Omega = 2\pi/T_0 \ll \omega$ ($A_0 = \mathrm{const}$) для характеристики относит. изменения амплитуды модулиров. колебаний используют параметр $m = (A_{\text{макс}} - A_{\text{мин}})/(A_{\text{макс}} + A_{\text{мин}})$ — **коэф. модуляции**.

В технике А. м. применяют для передачи информации на расстояние обычно с помощью эл.-магн. волн радио- и оптич. диапазонов (хотя существуют системы передачи



с помощью звуковых и др. колебаний); суть А. м. — перенос НЧ-спектра модулирующего (информационного) сигнала в ВЧ-область, характерную для спектра исходных (несущих энергию) колебаний. Спектральный состав сигналов с А. м. может быть довольно сложным. Так, в случае несинусоидальной огибающей по обе стороны от спектральной линии несущей частоты ω возникают полосы спектральных компонент т. н. *боковых частот* $\omega \pm k\Omega$ ($k = 1, 2, \ldots$), где Ω — частота первой гармоники спектра информац. сигнала. Если спектр боковых частот симметричен относительно ω, то А. м. наз. линейной, если несимметричен, то наз. нелинейной. Ширина областей боковых частот должна быть существенно меньше несущей частоты ω. Чем ýже полоса боковых частот, тем эффективнее решаются задачи техн. реализации приёмно-передающих трактов. Полезная информация полностью содержится в каждой из двух областей боковых частот. Поэтому для информац. связи достаточно передать лишь одну из боковых полос. В многоканальных системах связи в качестве несущего сигнала используют не гармонич. колебание, а периодич. последовательность радиоимпульсов.

Для физики характерна также т. н. естеств. А. м. колебаний, связанная либо с взаимодействием исходных колебаний с нестационарной средой (в частности, с флуктуациями плотности жидкости или газа, колебаниями кристаллич. решётки в твёрдом теле, см., напр., *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*), либо с реакцией среды на изменение её параметров под действием исходных колебаний или волн (см., напр., *Самофокусировка света*). Наряду с пространств. самофокусировкой (модуляцией интенсивности излучения) встречаются эффекты самомодуляции (автомодуляции) волн в нелинейных диспергирующих средах, связанные с неустойчивостью плоских гармонич. волн по отношению к низкочастотным модулирующим возмущениям, вызывающим А. м. исходных (как волновых, так и автоволновых) колебаний (см. *Самомодуляция света*). Естеств. А. м. используется для диагностики параметров разнообразных сред (спектроскопия), формировании мощного светового излучения (нелинейная оптика) и др. приложений. См. также *Модулированные колебания*, *Модуляция света*.

Лит.: Рытов С. М., Модулированные колебания и волны, «Тр. ФИАН», 1940, т. 2, в. 1; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде, «УФН», 1967, т. 93, в. 1; Гапонов А. В., Островский Л. А., Рабинович М. И., Одномерные волны в нелинейных системах с дисперсией, «Изв. вузов. Радиофизика», 1970, т. 13, № 2.

Ю. К. Богатырёв.

АМПЛИТУ́ДНАЯ ХАРАКТЕРИ́СТИКА — зависимость амплитуды $A_{вых}$ сигнала на выходе устройства от амплитуды $A_{вх}$ на его входе. Обычно определяется при гармонич. входном сигнале и используется для оценки линейности устройств. При достаточно малом $A_{вх}$ А. х. большинства устройств линейна, а коэф. передачи $k=A_{вых}/A_{вх}$ постоянен. С ростом $A_{вх}$ проявляется нелинейность А. х., приводящая к изменению k, нелинейным искажениям формы и ограничению амплитуды выходного сигнала. *М. А. Тронина.*

АМПЛИТУ́ДНО-ЧАСТО́ТНАЯ ХАРАКТЕРИ́СТИКА (частотная характеристика) — зависимость амплитуды колебания на выходе устройства от частоты входного гармонич. сигнала. Измеряется при изменении частоты постоянного по амплитуде входного сигнала. Для негармонич. входного сигнала А.-ч. х. показывает, как передаются его отд. гармонич. составляющие, и позволяет оценить искажения его спектра. При графич. представлении А.-ч. х. по оси абсцисс откладывается частота входного сигнала в линейном или логарифмич. масштабе, по оси ординат — амплитуда выходного сигнала $A_{вых}$ или модуль коэф. передачи устройства $k=A_{вых}/A_{вх}$. Граничными частотами наз. частоты $\omega_н$, $\omega_в$, на к-рых $A_{вых}$ (или k) уменьшается до заданной величины. Область частот от $\omega_н$ до $\omega_в$ наз. полосой пропускания устройства. В узкополосных устройствах $\omega_в-\omega_н \ll \omega_в$, в широкополосных $\omega_в \gg \omega_н$, поэтому удобно использовать логарифмич. масштаб по оси ω. *М. А. Тронина.*

АМПЛИТУ́ДНЫЙ АНАЛИЗА́ТОР — прибор ядерной электроники, предназначенный для исследования распределения по амплитуде импульсов, приходящих от электронных *детекторов* частиц. Измерение амплитудного спектра $F(A)$, где A — амплитуда импульса (сигнала, рис. 1, *а*), сводится к разбиению рабочего диапазона амплитуд на M равных интервалов и регистрации импульсов с амплитудами, лежащими в этих интервалах (каналах). Результат такого измерения изображён на рис. 1, *б*, где N_i — число событий, зарегистрированных в канале «i» за время измерения T:

$$N_i \sim \int_{A_i}^{A_{i+1}} F(A)\,dA,$$

$F(A)$ — плотность вероятности появления импульса с амплитудой A. Величина $\Delta_i=(A_{i+1}-A_i)$ наз. шириной i-го канала; M — число каналов А. а., обычно равное 1024, 4096 и 16384. Для идеального А. а. $\Delta_i=$ $=$const. Различают одно- и многоканальные А. а.

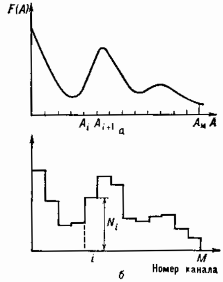


Рис. 1. Амплитудный спектр.

В случае одноканального А. а. последовательно задаётся значение A_i ($i=1, 2, \ldots, M$) и производится измерение числа событий в интервале амплитуд за время T для

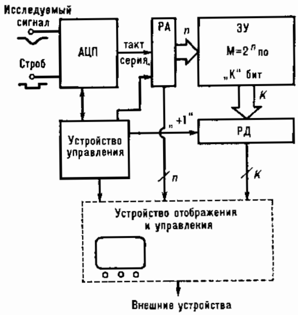


Рис. 2. Блок-схема амплитудного анализатора.

каждого i. Обычно $A_i \sim A_0+i\Delta$, где A_0 — нач. амплитуда, Δ — ширина канала одноканального А. а. (см. *Амплитудный дискриминатор*). Полное время измерения спектра при этом равно MT, т. е. в M раз больше, чем для многоканального А. а.

Многоканальный А. а. содержит аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), регистр адреса (РА), регистр данных (РД), блок запоминающего устройства (ЗУ), блок управления, а также узлы отображения накопленных спектров и сопряжения с внеш. устройствами (рис. 2). Разрешающая способность А. а., его стабильность и диапазон измеряемых амплитуд зависят гл. обр. от АЦП. Для аналогово-цифрового преобразования

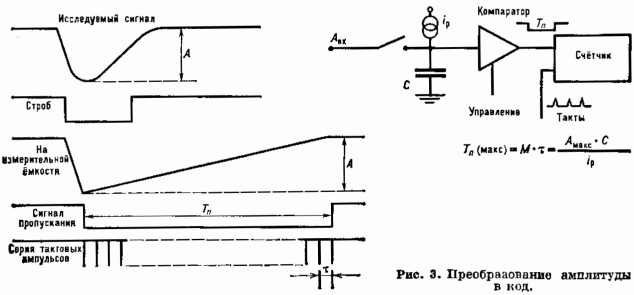


Рис. 3. Преобразование амплитуды в код.

используются: а) метод зарядки и линейной разрядки конденсатора (способ Вилкинсона); б) метод т. н. поразрядного уравновешивания; в) т. н. параллельный способ, где применяются $M+1$ схем сравнения (компараторов), комбинации этих методов. Наибольшее быстродействие обеспечивает метод в, наилучшую линейность — а, по точности конкурируют методы а и б. Для временнóго отбора в АЦП предусмотрен вход стробирования. В зависимости от стоящей задачи в код преобразуется максимальное значение сигнала за время строб-импульса или его интеграл.

На рис. 3 поясняется принцип преобразования Вилкинсона. Конденсатор C заряжается до амплитудного значения входного сигнала. Далее начинается разрядка ёмкости C пост. током i_p до нулевого потенциала. Время разрядки, пропорциональное амплитуде импульса A, заполняется импульсами т. н. тактового генератора, к-рые подсчитываются счётчиком. Кол-во n разрядов связано с числом каналов M соотношением: $M=2^n$. Число, полученное в РА к концу преобразования, и представляет собой код амплитуды. РА определяет адрес ячейки ЗУ, к-рое имеет M ячеек по k разрядов в каждой. Это позволяет записать до 2^k-1 событий в каждый из каналов. После завершения преобразования содержимое ячейки, номер к-рой хранится в РА, записывается в регистр данных РД. К коду в РД добавляется 1, и полученный результат возвращается в ту же ячейку памяти. Т. о., память А. а. работает в режиме многоканальной пересчётной схемы, где каждому каналу поставлен в соответствие определ. интервал амплитуд.

ЗУ выполняется на ферритовых кольцах, что позволяет сохранить результат при выключении питания, или на *интегральных схемах*. Содержимое памяти обычно отображается на экране электронно-лучевой трубки (рис. 1, *б*). По горизонтали откладывается номер i канала, а по вертикали — число событий в канале N_i в нормальном или логарифмич. масштабе. Устройство управления анализатора организует режимы измерения и проверки. Т. к. время измерения сравнительно велико, необходимо учитывать т. н. мёртвое время А. а. (время нечувствительности А. а. после каждого импульса).

Для получения сопоставимых результатов разл. измерения проводятся для равных величин «живого» времени $\tau=T_{изм}-\sum_{j}^{J}T_{Mj}$, где $T_{изм}$ равно времени измерения, J — число зарегистрированных событий, T_{Mj} — мёртвое время при регистрации j-го события. Кроме экспозиций по «живому» времени возможны режимы измерения, при к-рых набирается заданное число событий в выбранном канале или в совокупности всех каналов. Кроме отображения данных, на электронно-лучевой трубке часто результаты выводят на самописец или в ЭВМ. А. а. строятся на базе микро-ЭВМ, связанной через устройство сопряжения с АЦП. В этом случае спектрометрич. данные выводятся на внеш. устройства ЭВМ. Микро-ЭВМ даёт оператору возможность проводить коррекцию результатов анализа спектра с учётом мёртвого времени или нелинейности АЦП, вычислять интегралы числа событий в пиках, осуществлять нормировку, вычитание фона и т. д. Разрешающая способность А. а. определяется числом каналов M и формой границ между ними. Дифференц. нелинейность характеризует макс. отклонение ширины канала от ср. значения и в зависимости от используемого типа АЦП лежит в пределах 0,1—20%.

Лит.: Маталин Л. А., Чубаров С. И., Иванов А. А., Многоканальные анализаторы ядерной физики, М., 1967; Современная ядерная электроника, т. 1, М., 1974.

Ю. А. Семёнов.

АМПЛИТУДНЫЙ ДИСКРИМИНАТОР — электронное устройство для анализа сигналов по амплитуде A, в частности импульсов от *детекторов* частиц. Различают интегральные А. д., регистрирующие импульсы, амплитуда к-рых больше определ. величины $A_п$, наз. порогом дискриминации, и дифференц. А. д., к-рые регистрируют импульсы при выполнении

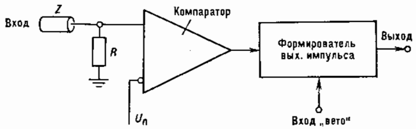


Рис. 1. Амплитудный дискриминатор.

условия $A_{пн}<A<A_{пв}$, где $A_{пн}$ и $A_{пв}$ — ниж. и верх. пороги дискриминации, A — амплитуда исследуемого сигнала.

Интегральный А. д. содержит т. н. пороговую схему сравнения (компаратор), к-рая срабатывает, когда

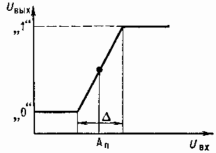


Рис. 2. Характеристика усилителя в режиме компаратора: «1» — уровень выходного сигнала компаратора, соответствующий логической «1» (компаратор выдаёт сигнал); «0» — сигнала на выходе нет.

входное напряжение (или ток) превышает пороговое значение $U_п$, и устройство формирования выходного импульса по длительности и амплитуде (рис. 1). Для согласования кабеля, по к-рому подаётся исследуемый сигнал, на входе А. д. ставится сопротивление R,

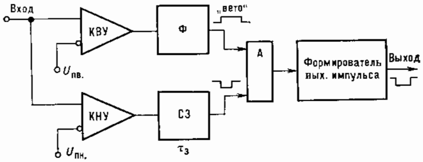


Рис. 3. Блок-схема дифференциального амплитудного дискриминатора: СЗ — схема задержки, Ф — формирователь длительности импульса, А — схема антисовпадений, выполняющая функции временного отбора.

равное волновому сопротивлению кабеля Z. Для управления выходным импульсом в схему формирования вводят т. н. устройство запрета, к-рое блокирует выходные импульсы на время подачи спец. внеш. сигнала «вето». В качестве компаратора могут использоваться триггеры (спусковые схемы Шмидта), *туннельные диоды* и др. Чаще применяются высокочувствит. усилители с характеристикой, изображённой на рис. 2.

Дифференциальные А. д., наз. также одноканальными *амплитудными анализаторами* (рис. 3), содержит компараторы ниж. уровня (КНУ) и верх. уровня (КВУ), к-рые имеют пороги дискриминации $U_{пн}$ и $U_{пв}$. Выходной сигнал КНУ всегда шире сигнала КВУ. Импульс

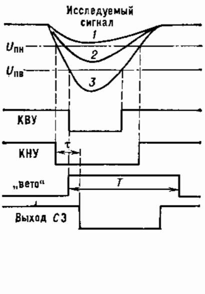


Рис. 4. Временнáя диаграмма работы дифференциального амплитудного дискриминатора.

КВУ удлиняется с помощью формирователя Φ так, чтобы полностью «накрыть» импульс КНУ. Для компенсации задержки между временами срабатывания КНУ и КВУ сигнал КНУ задерживается на время τ_3. Дифференц. А. д. формирует выходной импульс лишь для входного сигнала *2* (рис. 4), т. к. только в этом случае срабатывает КНУ, а сигнал КВУ отсутствует.

Лит.: Ковальский Е., Ядерная электроника, пер. с англ., М., 1972; Мейлинг В., Стари Ф., Наносекундная импульсная техника, пер. с англ., М., 1973.

Ю. А. Семёнов.

АНА́ГЛИФОВ МЕ́ТОД (от греч. anáglyphos — рельефный) — метод наблюдения стереоскопич. изображений с использованием попарных изображений, образующих *стереопары*. Для обеспечения возможности наблюдения изображений стереопары раздельно каждым глазом (для сепарации изображений) они или окрашиваются в разл. цвета (метод цветных анаглифов), или проецируются на экран через *поляризационные светофильтры* (поляризац. метод). Изображения стереопары, наложенные друг на друга с нек-рым линейным (параллактическим) смещением, рассматриваются наблюдателем через разноцветные или поляризац. очки. При этом каждый глаз видит только «своё» изображение, что обеспечивается или подбором соответствующей окраски стёкол, или за счёт различия направлений плоскостей поляризации очковых светофильтров.

Изображения, составляющие стереопару, проецируются двумя объективами на один общий экран, причём или окрашиваются сами изображения, или на пути проецирующих лучей располагаются цветные светофильтры.

При использовании метода цветных анаглифов оба изображения стереопары наблюдаются неокрашенными (чёрно-белыми или серыми). Для улучшения условий наблюдения разноокрашенных изображений и обеспечения восприятия обоими глазами одинаковой степени серой окраски рекомендуется использовать *дополнительные цвета*. Т. о., метод цветных анаглифов не пригоден для наблюдения цветных стереоскопич. изображений. Кроме того, оба глаза работают в разных цветовых режимах и быстро утомляются.

При поляризац. методе возможно наблюдение чёрно-белых и цветных стереоскопич. изображений.

А. м. используется для создания объёмных изображений местности с помощью аэроснимков, для получения объёмных иллюстраций в учебных пособиях по стереометрии, начертат. геометрии, кристаллографии и др., в стереоскопич. кинематографе. К недостаткам А. м. относится необходимость применения спец. очков и большие световые потери.

Лит.: Иванов Б. Т., Стереокинотехника, М., 1956; Гуревич С. С., Объемная печатная иллюстрация, М., 1959.

С. В. Кулагин.

АНА́ЛИЗ ДА́ННЫХ — дисциплина, посвящённая построению и исследованию процедур, осуществляющих преобразование от «исходных данных» к «результату». Ранее вместо термина «А. д.» употреблялся термин «обработка результатов наблюдений (измерений)». Матем. аппаратом А. д. является матем. статистика.

Под «исходными данными» обычно понимают нек-рый первичный набор чисел, получаемых в процессе проведения исследования: результаты измерений к.-л. физ. величины; совокупность параметров, характеризующих к.-л. событие или состояние системы, установки, физ. тела; число случаев осуществления к.-л. события; счёт наличия или отсутствия к.-л. признака и т. п.

Результатами А. д. обычно являются либо итоговые показатели (напр., при обработке многократных измерений к.-л. физ. величин), либо параметры модели (физ. закономерности), описывающей исследуемое явление (напр., размеры ядер при исследовании распределений углов рассеяния частиц на ядрах), либо вывод о справедливости к.-л. теории и т. п.

Погрешности данных. Как исходные данные, так и результаты помимо своей величины характеризуются ошибкой, или погрешностью. Под ошибкой обычно понимают разницу между наблюдаемой или вычисляемой величиной и фактич. величиной. Ошибки в исходных данных могут от опыта к опыту систематически повторяться (т. н. систематические ошибки) либо меняться случайным образом (т. н. случайные ошибки).

Систематич. ошибки, как правило, связаны с неправильно откалиброванным измерит. прибором (или невозможностью калибровки), с неправильно учтёнными внеш. условиями проведения опыта (или невозможностью их учёта), с неправильной методикой измерения и т. п. Напр., в прецизионных опытах по измерению полного сечения рассеяния частиц высокой энергии на протонах осн. вклад в систематич. ошибку даёт неточное знание плотности жидкого водорода, к-рый используется в качестве мишени. Исследование систематич. ошибок играет важную роль в анализе эксперим. данных. После выявления природы систематич. ошибок и определения их величины они перестают быть ошибками и становятся поправками. Если систематич. ошибки устранить не удаётся, то обычно оценка систематич. ошибки приводится совместно с результатом.

Случайные ошибки измерений — флуктуации в наблюдениях (измерениях) — являются следствием конечной точности эксперимента (измерит. прибора) и(или) случайного характера наблюдаемой (измеряемой) величины. Получению численных результатов по данным измерений, содержащим случайные ошибки, посвящён раздел матем. статистики, наз. теорией ошибок (см. *Ошибок теория*). В исходных данных и в результатах анализа могут быть также и грубые ошибки (промахи) — следствие неправильных записей, неумелого применения прибора, применения испорченного прибора, арифметич. ошибок в вычислениях и т. п. Такие ошибки исправляют при более тщательном повторении опытов или расчётов.

Из-за наличия в реальных исходных данных всевозможных ошибок неизвестного характера на практике сложно сформулировать и построить такую процедуру, к-рая приведёт к окончат. результату. Поэтому А. д. обычно подразделяют на два раздела (этапа): исследование данных и обработка данных.

Исследование данных (или разведочный анализ) — это такие операции, выполнение к-рых существенно зависит от конкретных данных. При исследовании данных определяющую роль играет человек, к-рый решает: как дальше поступать с этими данными; какие точки выбросить, какие оставить; какую конкретную процедуру применить для улучшения качества исходных данных; нужно ли сгруппировать ряд данных и как это сделать и т. п. В разведочном анализе обычно используют простые методы преобразования и представления данных, позволяющие качественно оценить имеющиеся данные и повысить их надёжность (достоверность). Из осн. процедур разведочного анализа следует особенно отметить процедуру «сглаживания», устранение грубых ошибок.

Обработка данных — это собственно процедура получения результатов по выбранной схеме. Матем. статистика в осн. посвящена именно обработке данных.

Статистический анализ. Из-за конечной точности измерений и наличия случайных ошибок или из-за статистич. природы эксперим. данных ряд измерений $\{x\}$, проведённых независимо, рассматривают как случайные переменные, распределённые с плотностью вероятности $p(x)$, к-рая может быть дискретной либо непрерывной.

Задача эксперим. исследований — получить $p(x)$ по наблюдениям x, задача теории — придумать (вычислить) $p(x)$. При таком рассмотрении почти все задачи А. д. сводятся к оцениванию плотности вероятности и к определению согласия между теоретич. и эмпирич. распределениями. В матем. статистике задачам оценивания посвящён раздел статистич. оценивания, а задачам определения согласия — раздел статистич. проверки гипотез. По способу оценивания плотности вероятности и определения её согласия с теоретич. А. д. подразделяют на параметрический и непараметрический.

В непараметрич. анализе предполагается, что нет никакой априорной информации относительно вида ф-ции $p(x)$. Заключение о ф-ции $p(x)$ или о её свойствах делается непосредственно из исходных данных. Построение *гистограмм* — один из примеров непараметрического оценивания плотности вероятности.

В параметрич. анализе предполагается, что $p(x)$ входит в параметрич. семейство распределения $p(x)=p(\boldsymbol{\alpha}, x)$, где $\boldsymbol{\alpha}$ — конечный набор параметров (дискретных или непрерывных), к-рые выделяют отд. распределения из семейства. Здесь проблема оценивания функции $p(x)$ сводится к выбору подходящих значений $\boldsymbol{\alpha}$. Простейшая задача параметрич. анализа — получение результата для к.-л. физ. величины по данным её многократных измерений со случайной ошибкой, соответствующей *Гаусса распределению* ошибок. Пусть имеется ряд x_i, $i=1, 2, \ldots, N$ измерений одной и той же физ. величины с дисперсией σ^2. Вероятность одиночного наблюдения x_i равна $P_i=(2\pi\sigma^2)^{-1/2}\times$ $\times\exp[-(x_i-\mu)^2/2\sigma^2]$, тогда вероятность N независимых наблюдений x_i, $i=1, 2, \ldots, N$, равна произведению вероятностей

$$P(\mu, \sigma)=\prod_{i=1}^{N} P_i=$$
$$=(2\pi\sigma^2)^{-N/2}\exp\Big[-\sum_{i=1}^{N}(x_i-\mu)^2/2\sigma^2\Big].$$

Согласно *максимального правдоподобия методу* в качестве оценки результата измерений физ. величины x, при пост. дисперсии σ^2, следует взять такую величину μ^*, к-рая даёт максимум вероятности $P(\mu, \sigma)$. Максимум предыдущего выражения достигается при минимуме показателя экспоненты, откуда следует, что

$$\mu^*=N^{-1}\sum_{i=1}^{N} x_i.$$

Проверка гипотез. Результатом А. д. может быть также оценка справедливости к.-л. теоретич. модели или гипотезы (см. *Статистическая гипотеза*) в смысле применимости её к экспериментально наблюдаемому явлению. Такой результат сам по себе не даёт доказательства справедливости теории, он даёт лишь возможность выбора альтернатив и степень согласия теории и эксперимента.

Пусть надо проверить гипотезу H_0 по отношению к гипотезе H_1 на основании нек-рых эксперим. наблюдений $\{x\}$. Пусть $X(x\,|\,H)$ есть ф-ция наблюдений и проверяемой гипотезы (X обычно наз. проверочной статистикой) и пусть Ω есть пространство всевозможных значений X. Пространство Ω делят на две области ω и $\Omega-\omega$, к-рые соответственно наз. критической и допустимой. Считают, что при попадании проверочной статистики X в критич. область ω гипотеза H_0 неверна (верна H_1), а при попадании X в допустимую область гипотеза H_0 верна (H_1 ошибочна).

Разделение пространства Ω на критическую и допустимую области обычно производится так, чтобы вероятность отвергнуть гипотезу, когда она верна (т. е. вероятность потери), была бы малой. Величину этой вероятности наз. уровнем значимости или величиной критерия. Т. о., уровень значимости α равен вероятности попадания X в ω, когда гипотеза H_0 верна, т. е. $P(X\in\omega\,|\,H_0)=\alpha$. С др. стороны, целесообразно потребовать также малости вероятности принятия ложной гипотезы, т. е. вероятности примеси β:

$$P(X\in\Omega-\omega\,|\,H_1)=\beta.$$

Для оценки критерия проверки альтернативных гипотез (см. *Статистический критерий*) служит величина, наз. мощностью критерия, к-рая определяется как вероятность $1-\beta$ попадания X в критич. область пространства Ω, когда верна гипотеза H_1, т. е. $P(X\in\omega|H_1)=1-\beta$. При выборе гипотезы исследователь обычно решает, какие потери α он может допустить, а затем выбирает проверочную статистику и критич. область так, чтобы максимизировать мощность критерия $1-\beta$.

Одна из наиб. общих проверяемых гипотез при А. д. состоит в том, что плотность вероятности $p(x)$ есть данная ф-ция x, т. е. $p(x)=f(x)$. Здесь обычно нет определ. альтернативной гипотезы, т. е. фактически имеется набор всевозможных альтернативных гипотез, к-рые явно не определены. В этом случае невозможно вычислить примесь и определить мощность критерия. Такая задача возникает при проверке совпадения эксперим. данных с к.-л. теоретич. моделью и решается на основе критерия согласия. Как при обычной проверке гипотез, начинают с выбора проверочной статистики, однако пространство Ω не делится на критич. и допустимую области. Уровень значимости здесь определяется как вероятность того, что при условии H_0 проверочная статистика X будет иметь значение, превышающее величину T, наблюдаемую из данных, $P(X\geqslant T|H_0)=\alpha(T)$. В данном контексте величина $\alpha(T)$ наз. также уровнем достоверности.

Критерий согласия конструируется при помощи меры различия между непараметрич. оценкой плотности вероятности (чаще всего гистограммой) и теоретич. ф-цией плотности вероятности проверяемой гипотезы. Наиб. популярной является квадратич. мера, нормированная на дисперсию. В достаточно общих предположениях проверочная статистика сводится к сумме квадратов независимых, нормально распределённых случайных величин с нулевым средним и единичной дисперсией, к-рая имеет χ^2-распределение с числом степеней свободы, равным кол-ву членов в сумме. В этом случае критерием согласия является χ^2-критерий Пирсона.

Использование ЭВМ. Совр. эксперим. исследования в области ядерной физики, геофизики, физики атмосферы, океана и др. характеризуются огромным объёмом получаемой первичной информации (до 10^{12} бит/с и более). Результаты эксперимента обычно составляют $\sim10^3$ бит. Т. о., в процессе А. д. происходит значит. сжатие информации (в 1 млрд. раз и более). А. д. таких эксперим. исследований немыслим без использования средств автоматизации и быстродействующей вычислит. техники (см. *Автоматизация эксперимента*). Каждый эксперимент во времени проходит два этапа: получение данных и получение результатов. Совр. автоматизиров. эксперим. установки, оснащённые вычислит. техникой, позволяют решать часть задач А. д. уже в процессе их получения, т. е. в реальном масштабе времени проведения измерений. Этот этап А. д. обычно наз. анализом в реальном масштабе времени или анализом «в линию».

Целью и смыслом анализа «в линию» является всеобъемлющий контроль за работой эксперим. установки и ходом эксперимента в целом. Наиб. эфф. вид контроля — контроль по конечным результатам. Такой метод контроля избавляет от трудоёмких исследований зависимостей свойств установки от неск. тысяч параметров, от необходимости выбирать и устанавливать допуски на изменение этих параметров и комбинации этих изменений. Повышается и надёжность установки, т. к. имеется возможность оперативно принимать решения о необходимости и целесообразности ремонта при отказе отд. элементов или о продолжении работы с ухудшенными характеристиками. Часто для проверки правильности работы установки и её отд. узлов создают спец. тестовые и контрольные средства, однако обычно осуществляют оба типа контроля.

Иногда проводят предварит. обработку «в линию» всей поступающей информации для её сжатия перед записью и последующим анализом. Анализ «в линию» позволяет получать физ. результат эксперимента хотя бы на части исходных данных. Однако окончательно все задачи А. д. практически невозможно решить в процессе их получения из-за необходимости проведения исследования данных, к-рое имеет характер последоват. приближений.

Окончат. результаты эксперимента обычно получают в процессе последующего анализа. При этом для получения окончат. результатов часто требуется выполнение дополнительных, т. н. калибровочных, опытов (для исследования и устранения систематич. ошибок) либо сопоставление получаемых результатов с результатами др. экспериментов. Методы полного (последующего) анализа обычно более богаты, чем при выборочном анализе «в линию». Здесь имеются неогранич. возможности повторения последоват. приближений по исходным данным. В этом смысле А. д.— бесконечный процесс («способ существования данных»). Следует особо выделить *графическое представление данных*: из рисунков и графиков часто можно добыть информацию, неожиданную для исследователя.

Лит.: Митропольский А. К., Техника статистических вычислений, 2 изд., М., 1971; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976; Тьюки Дж., Анализ результатов наблюдений, пер. с англ., М., 1981; Мостеллер Ф., Тьюки Дж., Анализ данных и регрессия, пер. с англ., в. 1—2, М., 1982.

С. В. Клименко, А. А. Лебедев.

АНАЛИЗА́ТОР в оптике — *поляризатор*, предназначенный для определения состояния *поляризации света* (степени поляризации, степени эллиптичности и т. п.) или для регистрации её изменений. В качестве А. используются линейные, циркулярные (круговые) или эллиптич. поляризаторы. Интенсивность света, прошедшего через А., в общем случае не позволяет полностью идентифицировать состояние поляризации светового пучка. Поэтому для идентификации используются результаты неск. измерений, проведённых с разл. А. (линейными и круговыми). Однако во мн. случаях неизвестным или меняющимся во времени является лишь один из параметров состояния поляризации света, напр. эллиптичность при известных азимутах полуосей эллипса поляризации или азимут плоскости поляризации линейно-поляризованного света. А., установленный в фиксиров. положении, позволяет получить всю требуемую информацию о состоянии поляризации пучка.

В оптич. схемах с фотоэлектрич. или визуальной регистрацией А. обычно используется для преобразования временны́х или пространств. изменений состояния поляризации светового пучка в соответствующие изменения интенсивности (см., напр., *Поляриметр*, *Поляризационно-оптический метод* исследования напряжений).

Лит. см. при ст. *Поляризация света.* *В. С. Запасский.*

АНАЛИЗА́ТОР СПЕ́КТРА — устройство для получения спектров физ. процессов. А. с. может служить любой прибор, поведение к-рого зависит от частоты воздействия. В основе действия таких приборов лежит одно из след. явлений: интерференция, преломление при наличии дисперсии фазовой скорости, резонанс. Первые два явления используют для получения оптич. спектров. А. с., работа к-рых основана на явлении резонанса, наиболее универсальны. Распространение получили А. с. с электрич. резонаторами, такими, как колебат. контур с сосредоточенными параметрами или отрезок линии с распределёнными параметрами.

Различают резонансные А. с. параллельного и последоват. действия. В параллельных А. с. используют набор резонаторов, настроенных на разл. частоты и одновременно подвергающихся воздействию исследуемого колебания. В последоват. А. с. применяется один резонатор с перем. настройкой. Параллельный А. с. имеет перед последовательным преимущество в скорости анализа, однако уступает ему в простоте. Последоват. А. с. пригоден для анализа периодич. процессов или процессов, характер к-рых мало изменяется за время анализа.

А. с. позволяет определить амплитуду и частоту спектральных компонент, входящих в состав анализируемого процесса. Важнейшей его характеристикой является разрешающая способность: наим. интервал Δf по частоте между двумя спектральными линиями, к-рые ещё разделяются А. с. Разрешающая способность определяется шириной полосы пропускания резонатора и связана с временем анализа T соотношением $\Delta f T = \mathrm{const}$, значение константы зависит от параметров резонатора. Величина T определяется временем установления колебаний в резонаторе, это время тем больше, чем больше избирательность резонатора, т. е. чем меньше его полоса пропускания.

Свойства резонатора описываются статич. резонансной кривой лишь при бесконечно медленной перестройке частоты. В действительности перестройка ведётся с конечной скоростью, поэтому для резонатора вводится понятие динамич. резонансной кривой, а для А. с.— понятие динамич. разрешающей способности, к-рая зависит не только от параметров резонатора, но и от времени анализа T. Необходимое время анализа определяется ф-лой $T = 2F/\pi\mu(\Delta f)^2$, где F — ширина исследуемого диапазона частот, μ — допустимое динамич. расширение полосы пропускания.

А. с. может дать истинный спектр только тогда, когда анализируемое колебание $x(t)$ периодично либо существует только в пределах интервала T. При анализе длит. процессов А. с. даёт не истинный спектр $S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \exp(-i\omega t)\, dt$, а его оценку $S_T(t_1, \omega) = \int_{t_1}^{t_1+T} x(t) \exp(-i\omega t)\, dt$, зависящую от времени включения t_1 и времени анализа T. Т. к. спектр колебания может в общем случае изменяться во времени, то оценка $S_T(t_1, \omega)$ даёт т. н. текущий спектр.

Для случайных процессов оценка $S_T(t_1, \omega)$ даёт «текущий спектр» данной реализации $x(t)$, являются случайной и малопригодной для практич. целей. Случайные процессы принято характеризовать энергетич. спектром $G(\omega)$, определяющим распределение по шкале частот среднеквадратичных значений исследуемого сигнала. Энергетич. спектр $G(\omega)$ стационарного случайного процесса связан с «текущим спектром» $S_T(\omega)$ соотношением $G(\omega) = \pi^{-1} \lim_{T\to\infty} T^{-1} \langle |S_T(\omega)|^2 \rangle$, где $\langle \ldots \rangle$ означает усреднение по множеству реализаций. Если процесс эргодический, то вместо усреднения по ансамблю можно использовать усреднение по времени вдоль одной реализации.

Рассмотренные выше А. с. являются аналоговыми по принципу выполнения операций. Существует широкий класс цифровых А. с., в к-рых вместо непрерывных реализаций $x(t)$, $t \in [0, T]$, используются дискретные значения $x(t_k) = x_k$ в дискретных точках $t_k = k\Delta t$; $k = 0, 1, 2, \ldots, N-1$; $\Delta t = T/N$. Отсчёты x_k квантованы по величине, т. е. представлены цифровыми словами с конечным числом разрядов. Известны А. с., в к-рых вычисляются коэф. дискретного преобразования Фурье $S(n\Delta\omega) = N^{-1} \sum_{k=0}^{N-1} x(k\Delta t) \exp(-in\Delta\omega k\Delta t)$, $\Delta\omega = 2\pi/T$, при определ. условиях являющиеся значениями спектра $S(\omega)$ в точках $n\Delta\omega$, $n = 0, 1, 2, \ldots, N-1$. Развитие вычислит. техники способствовало появлению А. с., действие к-рых основано на непосредств. вычислении коэф. разложения по определ. системе ортогональных, не обязательно гармонических, ф-ций.

Лит.: Харкевич А. А., Спектры и анализ, 4 изд., М., 1962; Дженкинс Г., Ваттс Д., Спектральный анализ и его приложения, пер. с англ., М., 1971. *Ю. А. Романюк.*

АНАЛИТИ́ЧЕСКАЯ ТЕО́РИЯ ДИФФЕРЕНЦИА́ЛЬНЫХ УРАВНЕ́НИЙ — раздел теории обыкновенных дифференциальных ур-ний, в к-ром решения исследуют методами теории аналитич. ф-ций. Поскольку написать решение в явном виде удаётся лишь для нек-рых дифференц. ур-ний, возникла задача исследования разл. свойств решений по виду ур-ния. В результате появились два направления в исследовании дифференц. ур-ний: А. т. д. у. и теория *динамических систем*. В А. т. д. у. исследуют поведение решений на всей комплексной плоскости, расположение особых точек, поведение решений в их окрестности и т. д. В частности, методами А. т. д. у. изучают свойства спец. функций матем. физики. А. т. д. у. существенна для задачи о движении твёрдого тела вокруг неподвижной точки, задач гидро- и аэродинамики, теории солитонов и др. Методы и результаты А. т. д. у. различны для линейных и нелинейных дифференц. ур-ний.

Линейная теория. Рассмотрим систему из n ур-ний

$$w' = A(z)\, w + f(z), \qquad (1)$$

где $w(z) = (w_1(z), \ldots, w_n(z))$, $f(z) = (f_1(z), \ldots, f_n(z))$, $A(z)$ — матрица-функция порядка $n \times n$ с элементами $a_{ik}(z)$, и скалярное ур-ние порядка n

$$w^{(n)} + a_1(z)\, w^{(n-1)} + \ldots + a_n(z)\, w = f(z). \qquad (2)$$

А н а л и т и ч н о с т ь р е ш е н и й. Пусть D — область в комплексной плоскости z, все элементы $a_{ik}(z)$ и ф-ции $f_i(z)$ аналитичны в D. Если область D односвязна, то все решения системы (1) являются однозначными аналитическими в D вектор-функциями, в неодносвязной области решения являются, как правило, многозначными. То же справедливо для ур-ния (2).

О с о б ы е т о ч к и (ОТ) и их классификация. Рассмотрим однородные ур-ния, соответствующие (1) и (2):

$$w'(z) = A(z)\, w, \qquad (3)$$

$$w^{(n)} + a_1(z)\, w^{(n-1)} + \ldots + a_n(z)\, w = 0. \qquad (4)$$

Точка z_0 наз. ОТ системы (3) или ур-ния (4), если она является ОТ для одного из элементов $a_{ik}(z)$ (коэф. $a_i(z)$). Пусть z_0 — полюс, тогда система (3) имеет фундам. матрицу $W(z)$ вида $W(z) = \Phi(z)(z-z_0)^P$, где P — пост. матрица, матрица-функция $\Phi(z)$ разлагается в ряд Лорана $\Phi(z) = \sum_{-\infty}^{\infty} \varphi_k (z-z_0)^k$, сходящийся в нек-ром кольце вида $0 < |z-z_0| < R$. ОТ z_0 наз. р е г у л я р н о й, если ряд Лорана для $\Phi(z)$ содержит конечное число отрицат. степеней $z-z_0$, и и р р е г у л я р н о й в противном случае. Это косвенная классификация: она даётся в терминах свойств решений, а не коэф. системы. Аналогично классифицируются ОТ ур-ния (4). Бесконечно удалённая точка $z = \infty$ наз. ОТ системы (3), если точка $t = 0$ — особая для системы $w'_t = -t^{-2} A(t^{-1})\, w$, полученной из (3) заменой переменного $z = 1/t$; аналогично для ур-ния (4).

Р е г у л я р н ы е о с о б ы е т о ч к и — наиб. простой и хорошо изученный тип ОТ. Точка z_0 является регулярной ОТ ур-ния (4) тогда и только тогда, когда

$$a_i(z) = (z-z_0)^{-i}\, p_i(z),$$

где ф-ции $p_i(z)$ аналитичны в точке z_0. Точка $z = \infty$ является регулярной ОТ ур-ния (4) тогда и только тогда, когда $a_i(z) = z^{-i} q_i(z)$, где ф-ции $q_i(z)$ аналитичны в точке $z = \infty$. Определяющее ур-ние в регулярной ОТ z_0 имеет вид

$$\rho(\rho-1)\ldots(\rho-n+1) + p_1(z_0)\,\rho(\rho-1)\ldots(\rho-n+2) + \ldots \\ \ldots + p_n(z_0) = 0,$$

его корни наз. х а р а к т е р и с т и ч. п о к а з а т е л я м и в точке z_0. Если ни одна из разностей $\rho_i - \rho_k$, $i \neq k$, не есть целое число, то ур-ние (4) имеет след. фундам. систему решений:

$$w_i(z) = (z-z_0)^{\rho_i}\, \varphi_i(z), \ \ \varphi_i(z_0) = 1, \ \ 1 \leqslant i \leqslant n,$$

где ф-ции $\varphi_i(z)$ аналитичны в точке z_0. Если среди этих разностей есть целые числа, то решения могут содержать целые степени логарифма $\ln(z-z_0)$.

Ур-ние 2-го порядка с регулярной ОТ z_0 имеет вид

$$w'' + (z-z_0)^{-1}\, p_1(z)\, w' + (z-z_0)^{-2}\, p_2(z)\, w = 0, \qquad (5)$$

где ф-ции $p_1(z)$, $p_2(z)$ аналитичны в точке z_0, определяющее ур-ние таково:

$$\rho(\rho-1) + \rho p_1(z_0) + p_2(z_0) = 0.$$

Если $\rho_1 - \rho_2$ — нецелое число, где ρ_i — характеристич. показатели, то ур-ние (5) имеет фундам. систему решений $w_i(z) = (z-z_0)^{\rho_i}\, \varphi_i(z)$, где ф-ции $\varphi_i(z)$ аналитичны в точке z_0, $\varphi_i(z_0) = 1$. Если $\rho_1 - \rho_2$ есть целое неотрицат. число, то ур-ние (5) имеет фундам. систему решений

$$w_1(z) = (z-z_0)^{\rho_1}\, \varphi_1(z), \ \ w_2(z) = (z-z_0)^{\rho_2}\, \varphi_2(z) + \\ + \theta w_1(z) \ln(z-z_0),$$

где θ — постоянная, ф-ции $\varphi_i(z)$ аналитичны в точке z_0, $\varphi_i(z_0) = 1$.

Примеры: ур-ние Эйри: $w'' - zw = 0$, $z = \infty$ — иррегулярная ОТ; ур-ние Бесселя: $z^2 w'' + zw' + (z^2 - \gamma^2)\, w = 0$, $z = 0$ — регулярная, $z = \infty$ — иррегулярная ОТ; гипергеометрич. ур-ние: $z(1-z)\, w'' + [\gamma - (\alpha + \beta + 1) z]\, w' - \alpha\beta w = 0$ имеет регулярные ОТ: 0, 1, ∞.

Ур-нием к л а с с а Ф у к с а наз. ур-ние (4), все ОТ к-рого на римановой сфере являются регулярными. Известен общий вид таких ур-ний. Все осн. дифференц. ур-ния 2-го порядка, возникающие в задачах матем. физики, можно получить из ур-ния с пятью регулярными независимыми ОТ; при этом разности характеристич. показателей в каждой ОТ равны $^1/_2$.

Точка z_0 является регулярной ОТ системы (3), если $A(z) = (z-z_0)^{-1} B(z)$, где матрица-функция $B(z)$ аналитична в точке z_0, $B(z_0) \neq 0$. Если все разности $\rho_i - \rho_k$, $i \neq k$, где ρ_i — собств. значения матрицы $B(z_0)$, не являются целыми числами, то система (3) имеет фундам. матрицу вида $W(z) = \Phi(z)(z-z_0)^P$, где P — диагональная матрица с элементами $\rho_1, \rho_2, \ldots, \rho_n$, матрица-функция $\Phi(z)$ аналитична в точке z_0 и невырождена. Если среди этих разностей есть целые числа, то фундам. матрица содержит целые степени $\ln(z-z_0)$. Неизвестны необходимые и достаточные условия того, что z_0 — регулярная ОТ системы (3). Система $w' = w \sum_{k=0}^{m} A_k \times (z-a_k)^{-1}$, где a_k — разл. комплексные числа, A_k — пост. ненулевые матрицы порядка $n \times n$ и $A_1 + \ldots + A_m \neq 0$, является системой класса Фукса и имеет регулярные ОТ $a_1, a_2, \ldots, a_m, \infty$.

И р р е г у л я р н ы е о с о б ы е т о ч к и. Пусть в системе (3)

$$A(z) = z^r \sum_{k=0}^{\infty} A_k z^{-k}, \ \ A_0 \neq 0,$$

где $r \geqslant 0$ — целое, ряд сходится при $|z| > R$, тогда $z = \infty$ есть иррегулярная ОТ, и система имеет фундам. матрицу вида $W(z) = S(z) \exp Q(z)$, где $Q(z)$ — диагональная матрица, элементы к-рой являются многочленами от $z^{1/n}$, $n > 0$ — целое: $q_{ii}(z) = q_{i0} z^{l_i/n} + q_{i1} z^{(l_i - 1)/n} + \ldots + q_{i, l_i - 1} z^{1/n}$. Элементы s_{ik} матрицы S имеют вид

$$s_{ik}(z) = z^{r_{ik}} \sum_{m=0}^{m_{ik}} \sigma_{ikm}(z) \ln^m z,$$

$$\sigma_{ikm}(z) = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_{ikml} z^{-l/n}.$$

Эти ряды сходятся лишь в исключит. случаях и являются асимптотич. разложениями нек-рой фундам. матрицы в нек-рых секторах комплексной плоскости z при $|z| \to \infty$. Асимптотика фундам. системы решений ур-ния 2-го порядка

$$w'' - z^r (a_0 + a_1 z^{-1} + \ldots)\, w = 0$$

даётся ВКБ-формулой

$$w_{1,2} \sim z^{-r/4} \exp\left(\pm \int_{z_0}^{z} t^{r/2} (a_0 + a_1 t^{-1} + \ldots)^{1/2}\, dt \right)$$

(см. *Квазиклассическое приближение*) при $|z| \to \infty$, z лежит в секторе $\alpha < \arg z < \beta$, $\beta - \alpha < 2\pi/(r+2)$.

Нелинейная теория. Рассмотрим систему из n ур-ний и задачу Коши

$$w' = f(z, w), \ \ w(z_0) = w_0. \qquad (6)$$

Т е о р е м а К о ш и. Пусть вектор-функция $f(z, w)$ аналитична в окрестности точки $z = z_0$, $w = w_0$, тогда существует, и притом только одно, решение задачи (6), аналитичное в окрестности точки z_0.

Если аналитически продолжить это решение, то оно будет иметь ОТ. Одно из осн. различий между линейными и нелинейными ур-ниями состоит в том, что решения линейного ур-ния имеют только неподвижные ОТ (они совпадают с ОТ коэфф. и правой части), решения нелинейного ур-ния могут иметь иные (подвижные) ОТ. Пример: ур-ние $w'=w^2$, решение $w=-(z-C)^{-1}$ имеет полюс в точке $z=C$, C любое. Классификация ОТ следующая. 1) Алгебраическая ОТ. Вблизи точки $z=a$ решение представимо сходящимся рядом по целым или дробным степеням $z-a$: $w(z)=(z-a)^{p/q}\sum_{i=0}^{\infty}c_i(z-a)^{i/q}$, где p, q — целые числа, $q\geqslant 1$. 2) Трансцендентная ОТ. Это такая неалгебраич. ОТ, что существует $\lim_{z\to a} w(z)$. Пример: $w=\ln(z-C)$. 3) Существенно особая точка. Предел $\lim_{z\to a} w(z)$ не существует. Ур-ние $P(z, w, w')=0$ не имеет подвижных существенно особых точек, если P — полином от w, w' с аналитическими по z коэфф.

Рассмотрим автономную систему из n ур-ний

$$w'=f(w),\quad w=(w_1, \dots, w_n),\quad f=(f_1, \dots, f_n), \qquad (7)$$

вектор-функция $f(w)$ аналитична в окрестности точки $w=0$ и $f(0)=0$. Пусть $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ — собств. значения матрицы Якоби $f'(0)=\partial f_i/\partial w_j|_{w=0}$, т. е. матрицы линеаризов. системы. Они наз. резонансными, если $\lambda_s=\sum_{j=1}^{n}m_j\lambda_j$ при нек-ром s, где $m_j\geqslant 0$ — целые числа, $\sum_{j=1}^{n}m_j\geqslant 2$, и нерезонансными в противном случае.

Теорема Пуанкаре. Пусть $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ нерезонансны и лежат по одну сторону от нек-рой прямой в комплексной плоскости λ, проходящей через начало координат. Тогда с помощью аналитич. замены переменных $w=g(u)$, $g(0)=0$ система (7) приводится к виду $u_j'=\lambda_j u_j$, $j=1, \dots, n$ в нек-рой окрестности точки $w=0$.

Лит.: Айнс Э. Л., Обыкновенные дифференциальные уравнения, пер. с англ., Хар., 1939; Голубев В. В., Лекции по аналитической теории дифференциальных уравнений, 2 изд., М.— Л., 1950; Коддингтон Э., Левинсон Н., Теория обыкновенных дифференциальных уравнений, пер. с англ., М., 1958; Морс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958; Арнольд В. И., Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1978; Федорюк М. В., Асимптотические методы для линейных обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1983. *М. В. Федорюк.*

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ (голоморфная функция) — функция $f(z)$ комплексной переменной $z=x+iy$, к-рая дифференцируема в след. смысле: в каждой точке z_0 нек-рой области D комплексной плоскости $\mathbb{C}$ существует производная $f'(z_0)=\lim_{\Delta z\to 0}\frac{[f(z_0+\Delta z)-f(z_0)]}{\Delta z}$, причём предел не зависит от способа стремления Δz к нулю. Рассматриваются А. ф. мн. комплексных переменных.

А. ф. широко распространены в математике и её физ. приложениях. Ряд задач классич. веществ. анализа решается переходом к комплексным переменным. Все элементарные и спец. ф-ции аналитичны в тех или иных областях, причём выход в комплексную плоскость обнаруживает глубокие связи между этими ф-циями. Теория А. ф. прямо связана с теорией двумерного *Лапласа уравнения* и, следовательно, с теорией *гармонических функций*. Важной характеристикой А. ф. являются её особенности, т. е. точки комплексной плоскости, в к-рых нарушается аналитичность. Классификация особенностей А. ф. позволяет во многом охарактеризовать и свойства ф-ции в целом. Ф-ции комплексной переменной использовались уже в 18 в., в частности в работах Л. Эйлера (L. Euler). Окончательно теория А. ф. одной переменной оформилась в работах О. Коши (A. Cauchy), К. Вейерштрасса (K. Weierstrass) и Б. Римана (B. Riemann) в 19 в. Теория А. ф. многих переменных продолжает интенсивно развиваться.

Одна из причин широкого применения А. ф. в физике связана с физ. требованиями типа причинности. Так, в квантовой теории поля аналитичность *Уайтмена функций* и амплитуд рассеяния вытекает из исходных постулатов теории. Метод *дисперсионных соотношений* целиком базируется на теории А. ф., ур-ния Янга — Миллса можно записать как условия аналитичности нек-рых ф-ций. Большое число приложений А. ф. связано также с двумерными задачами электростатики, гидродинамики и т. д., где используются, напр., *конформные отображения*.

Основные свойства. Если u и v — вещественная и мнимая части ф-ции $f(z)=f(x+iy)=u(x, y)+iv(x, y)$, то требование существования комплексной производной эквивалентно т. н. ур-ниям Коши — Римана

$$\frac{\partial u(x, y)}{\partial x}=\frac{\partial v(x, y)}{\partial y},\quad \frac{\partial u(x, y)}{\partial y}=-\frac{\partial v(x, y)}{\partial x},$$

из к-рых следует, что u и v являются гармонич. ф-циями. Две ф-ции, гармонические в области D и удовлетворяющие там ур-ниям Коши — Римана, наз. взаимно сопряжёнными. Любая производная $f^{(n)}(z)$ А. ф. $f(z)$ есть также А. ф. В окрестности каждой точки z из области D А. ф. можно разложить в абсолютно сходящийся ряд Тейлора:

$$f(z)=\sum_{n=0}^{\infty}c_n(z-z_0)^n,\ \text{где}\ c_n=f^{(n)}(z_0)/n!.$$

Радиус сходимости этого ряда $R=(\lim_{n\to\infty}\sqrt[n]{c_n})^{-1}$ не меньше радиуса любого круга с центром в z_0, содержащегося в D. Обратно, если в каждой точке z_0 из D ф-ция $f(z)$ представима абсолютно сходящимся степенным рядом, то $f(z)$ аналитична в D, так что разложимость в степенной ряд можно считать др. эквивалентным определением А. ф.

Пример: для распространённых элементарных ф-ций e^z, $\sin z$ и $\cos z$ имеют место след. разложения в точке $z_0=0$:

$$e^z=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{z^n}{n!},\quad \sin z=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n z^{2n+1}}{(2n+1)!},$$

$$\cos z=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n z^{2n}}{(2n)!},$$

из к-рых, в частности, вытекает ф-ла Эйлера

$$e^{iz}=\cos z+i\sin z.$$

Специфичны и интегральные св-ва А. ф. Если замкнутый контур γ целиком лежит в области аналитичности D ф-ции $f(z)$ и там его можно стянуть в точку, то интеграл от $f(z)$ по этому контуру равен нулю. Это свойство также вполне характеризует А. ф.: если $\int_\gamma f(z)dz=0$ для нек-рой непрерывной в D ф-ции $f(z)$ для любого контура γ с перечисленными выше свойствами, то $f(z)$ аналитична в D. Для А. ф. выполняется важная ф-ла Коши

$$f(z_0)=\frac{1}{2\pi i}\int_\gamma\frac{f(z)}{z-z_0}\,dz,$$

справедливая для любой точки z_0, к-рая лежит в области, ограниченной контуром γ, причём направление обхода контура должно быть таким, чтобы область оставалась слева.

Для А. ф. имеет место принцип максимума модуля, согласно к-рому модуль А. ф., отличной от постоянной, не может достигать своего макс. значения ни в какой внутр. точке области аналитичности D. Напр., если А. ф. задана в единичном шаре $\{|z|<1\}$, по модулю не превосходит там 1 и $f(0)=0$, то $|f(z)|<|z|$ при $|z|<1$ (лемма Шварца). Применительно к областям спец. вида принцип максимума приводит к следующей теореме Фрагмена — Линделёфа. Пусть $f(z)$ аналитична в секторе $|\arg z-\varphi_0|<\pi/2\rho$ и непрерывна вплоть до его границы, на к-рой её модуль не превосходит постоянной M. Если, кроме того, $z^{\rho}\ln|f(z)|\to 0$ при $z\to\infty$, то $|f(z)|\leqslant M$ во всём секторе. Теоремы типа Фрагмена — Линделёфа существенно используются в теории рассеяния элементарных частиц высокой энергии, приводя там к асимптотич. соотношениям между сечениями рассеяния частиц и античастиц (*Померанчука теорема* и др.).

Понятие аналитичности имеет смысл также и на множествах более сложных, чем области комплексной плоскости $\mathbb{C}$, но локально устроенных как последние. Напр., добавляя к $\mathbb{C}$ бесконечно удалённую точку, получают расширенную комплексную плоскость $\overline{\mathbb{C}}$. Комплексная структура в окрестности бесконечно удалённой точки задаётся отображением $z\to z^{-1}$, переводящим её в начало координат. Ф-ция $f(z)$ аналитична в окрестности бесконечно удалённой точки, если $f(z^{-1})$ аналитична в окрестности точки $z=0$. Для областей в $\overline{\mathbb{C}}$ справедливо всё сказанное выше. В то же время, если $f(z)$ аналитична во всей $\overline{\mathbb{C}}$, то она постоянна (теорема Лиувилля).

Особые точки. Точки, в к-рых нарушается аналитичность ф-ции $f(z)$, наз. её особыми точками. Если $f(z)$ аналитична во всех точках нек-рой окрестности точки z_0, кроме, быть может, её самой, то z_0 наз. изолиров. особой точкой. В окрестности изолиров. особой точки $f(z)$ разлагается в абсолютно сходящийся ряд Лорана, содержащий, быть может, отрицат. степени $(z-z_0)$:

$$f(z)=\sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n\,(z-z_0)^n.$$

Различают три типа изолиров. особых точек: устранимую особую точку, полюс и существенно особую точку. Точка z_0 наз. устранимой, если $f(z)$ ограничена в нек-рой её окрестности. Полагая $f(z_0)=\lim\limits_{z\to z_0} f(z)$ (этот предел существует), получают ф-цию, аналитическую и в z_0. Изолиров. особая точка z_0 наз. полюсом, если $\lim\limits_{z\to z_0}|f(z)|=\infty$. В этом случае лишь конечное число членов лорановского разложения $f(z)$ в z_0 с отрицат. степенями $(z-z_0)$ отлично от нуля. Коэф. c_{-1} наз. вычетом функции $f(z)$ в точке z_0 и обозначается $\operatorname{res}_{z_0} f(z)$. Если бесконечное число членов ряда Лорана $f(z)$ в точке z_0 с отрицат. показателями n отлично от нуля, то z_0 наз. существенно особой точкой. Существенно особые точки характеризуются тем, что для любого комплексного числа a существует последовательность z_k, сходящаяся к z_0 при $k\longrightarrow\infty$, такая, что $\lim\limits_{k\to\infty} f(z_k)=a$.

Пусть γ — замкнутый контур, лежащий в области аналитичности ф-ции $f(z)$ и содержащий внутри себя лишь её полюсы (их обязательно конечное число), расположенные в точках $z_1, \ldots, z_n$, тогда

$$\int_{\gamma} f(z)\,dz=2\pi i\sum_{k=1}^{n}\operatorname{res}_{z_k} f(z).$$

Эта формула является основой теории вычетов и служит эфф. инструментом для вычисления определ. интегралов. Ф-ция, аналитическая во всей комплексной плоскости, за исключением, быть может, полюсов, наз. мероморфной. Ф-ция, не имеющая в $\mathbb{C}$ особых точек, наз. целой.

Многозначные функции. Всякая А. ф. однозначно восстанавливается по своим значениям в любом сколь угодно малом открытом подмножестве области аналитичности. Более того, если две аналитические в D ф-ции совпадают в счётном числе точек из D, имеющих хотя бы одну предельную точку, также принадлежащую D, то эти ф-ции совпадают и всюду в D. Типичной является ситуация, когда А. ф. первоначально задана в нек-рой области D, но продолжается до А. ф. в существенно большей области. Т. о., возникает задача об *аналитическом продолжении* заданной А. ф. до А. ф. в максимально возможной области. Чтобы эта задача была разрешима в классе однозначных ф-ций, приходится расширить понятие области, допустив возможность её самоналожений. Это приводит к понятию неоднолистных областей, в частности *римановой поверхности* данной А. ф. Пусть $f(z)$ — А. ф. в области D и γ — нек-рый путь, соединяющий точку z_0 из D с точкой z' из расширенной комплексной плоскости. Говорят, что $f(z)$ аналитически продолжается вдоль γ, если существует конечное число кругов V_k, $k=0, 1, \ldots, N$ с центрами, последовательно расположенными на γ ($z_N=z'$), и ф-ции $f_k(z)$ аналитические в V_k, такие, что $f_k(z)=f_{k-1}(z)$ в пересечении V_k и V_{k-1}. Если $f(z)$ аналитически продолжается вдоль двух путей γ_1 и γ_2 с началом в z_0 и концом в z', то в результате этих продолжений в окрестности точки z' могут получиться, вообще говоря, разные А. ф. Риманову поверхность ф-ции $f(z)$, первоначально заданной в D, можно понимать как множество всех путей, к-рые исходят из нек-рой точки z_0, лежащей в D, и вдоль к-рых $f(z)$ аналитически продолжима. При этом два пути отождествляются, если они заканчиваются в одной и той же точке и приводят к одинаковым А. ф. в её окрестности. Тем самым всякая аналитическая в D ф-ция $f(z)$ определяет нек-рую ф-цию, аналитическую на своей римановой поверхности, — полную А. ф.

Пусть $f(z)$ аналитична в нек-рой области D и аналитически продолжается (вообще говоря, неоднозначно) вдоль любого пути, не содержащего фиксиров. точку z_0 (такая точка наз. точкой ветвления). Если провести разрез плоскости $\mathbb{C}$, соединяющий точку z_0 с бесконечно удалённой точкой, то можно получить конечное или счётное число ф-ций, аналитичных в плоскости $\mathbb{C}$ с разрезом, получающихся из $f(z)$ аналитич. продолжением вдоль путей, огибающих z_0 заданное число раз. Риманову поверхность ф-ции $f(z)$ можно представить себе как конечное или счётное число экземпляров плоскостей $\mathbb{C}$ с разрезом (листов), склеенных вдоль берегов разрезов таким образом, что каждый оборот вокруг z_0 переводит точку на новый лист.

А. ф., заданная в области D, наз. однолистной в D, если она осуществляет взаимно однозначное отображение D на её образ $D^*=f(D)$, к-рый также является областью. Всякая однолистная в D А. ф. задаёт конформное отображение D на D^* в том смысле, что оно сохраняет углы между кривыми. Обратно, всякое (гладкое) конформное взаимно однозначное отображение D на D^*, сохраняющее углы между кривыми (по величине и знаку), порождается нек-рой однолистной в D А. ф., такой, что $D^*=f(D)$. Области D и D^* в этом случае наз. конформно изоморфными. Согласно теореме Римана, любые две односвязные области, границы которых состоят более чем из одной точки, конформно изоморфны.

Функции многих переменных. Теория А. ф. мн. комплексных переменных по сравнению с одномерной теорией обладает новыми специфич. чертами. Ф-ция $f(z)$, $z=(z_1, \ldots, z_n)$ наз. аналитической (голоморфной) в области D n-мерного комплексного пространства $\mathbb{C}^n$, если в окрестности каждой её точки $z_0=(z_{01}, \ldots, z_{0n})$ она представляется в виде суммы абсолютно сходящегося степенного ряда:

$$f(z)=\sum_{k_1=0}^{\infty}\cdots\sum_{k_n=0}^{\infty} c_{k_1,\ldots,k_n}(z_1-z_{01})^{k_1}\cdots(z_n-z_{0n})^{k_n}.$$

По теореме Гартогса $f(z)$ аналитична в D тогда и только тогда, когда она аналитична по каждому переменному в отдельности при фиксированных остальных в соответствующих сечениях области D.

Важное отличие многомерной теории от одномерной состоит в существовании таких областей, что голоморфные в них ф-ции обязательно аналитически продолжаются в существенно бо́льшие области. В частности, при $n\geqslant 2$ не существует А. ф. с изолиров. особенностями. Естеств. областями определения А. ф. служат т. н. области голоморфности. Область D в $\mathbb{C}^n$ наз. областью голоморфности, если существует ф-ция, голоморфная в D и аналитически непродолжимая ни в какую другую бо́льшую область (в т. ч. и неоднолистную). Свойство области быть областью голоморфности есть локальное свойство её границы, обобщающее понятие выпуклости. Если D не является областью голоморфности, то все ф-ции, голоморфные в D, одноврем. продолжаются в нек-рую бо́льшую область. Вопрос об отыскании такой наибольшей области (оболочки голоморфности), как и в случае аналитич. продолжения заданной функции, приводит к многолистным областям наложения над $\mathbb{C}^n$ (многообразиям Штейна).

Др. пример неожиданного «принудительного» продолжения многомерных А. ф. даёт теорема об острие клина (получена Н. Н. Боголюбовым в 1956), играющая важную роль в теории дисперсионных соотношений и аксиоматич. квантовой теории поля. По этой теореме две ф-ции, аналитические каждая в своей спец. вида трубчатой области и совпадающие на n-мерном чисто вещественном открытом множестве соприкосновения этих областей (т. е. на множестве вдвое меньшей размерности), аналитически продолжаются в комплексную окрестность G этого множества и представляют собой единую А. ф. Вид области G можно найти с помощью теоремы о $\mathbb{C}$-выпуклой оболочке (получена В. С. Владимировым в 1964).

Лит.: Привалов И. И., Введение в теорию функций комплексного переменного, 13 изд., М., 1984; Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 4 изд., М., 1973; Евграфов М. А., Аналитические функции, 2 изд., М., 1968; Владимиров В. С., Методы теории функций многих комплексных переменных, М., 1964; Шабат Б. В., Введение в комплексный анализ, ч. 1—2, М., 1976.

Б. И. Завьялов.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ СИГНАЛ — одно из возможных комплексных представлений $w(t)$ сигнала (колебания), описываемого действит. ф-цией $u(t)$; является естеств. обобщением представления, используемого для монохроматич. сигналов. Напр., если сигнал $u(t)$ представлен в виде интеграла Фурье $u(t)=\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\varphi(\omega)\times$ $\times\exp(\pm i\omega t)$, причём $\varphi(-\omega)=\varphi^*(\omega)$ (где знак * означает комплексное сопряжение), то

$$w(t)=u(t)+iv(t)=2\int_0^{\infty} d\omega\varphi(\omega)\exp(\pm i\omega t). \qquad (1)$$

Ф-ла (1) позволяет получить аналитич. продолжение ф-ции $u(t)$ в верхнюю (нижнюю) полуплоскость комплексной переменной t, с чем и связано назв. А. с. Понятие А. с. введено Д. Габором (D. Gabor), в 1946, оно широко используется в теории колебаний и волн, волновой и квантовой оптике, теории связи и др.

Введённые таким способом ф-ции $u(t)$ и $v(t)$ связаны между собой *Гильберта преобразованиями* (или *дисперсионными соотношениями*):

$$\begin{Bmatrix} v(t) \\ -u(t) \end{Bmatrix} = \mp P\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\tau}{\tau-t}\begin{Bmatrix} u(\tau) \\ v(\tau) \end{Bmatrix} =$$

$$= \mp\frac{1}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{d\tau}{\tau}\begin{Bmatrix} u(t+\tau)-u(t-\tau) \\ v(t+\tau)-v(t-\tau) \end{Bmatrix} \qquad (2)$$

(здесь P — символ *главного значения интеграла*). Отсюда следует, что для нахождения $v(t)$ нужно знать не только предшествующие, но и последующие по времени значения $u(\tau)$. Соотношения (2) можно рассматривать как определение А. с. $w(t)=u(t)+iv(t)$. Каждому способу введения w, одним из к-рых является А. с., соответствует свой способ определения (и измерения) амплитуды $A=|w|$, фазы $S=\mathrm{Arg}\,w$ и угловой частоты $\omega=$ $=dS/dt$ сигнала $u(t)$. Если спектр сигнала сосредоточен в относительно узком интервале частот (квазимонохроматич. сигнал), то амплитуда и фаза мало меняются за время, соответствующее периоду осн. частоты. Для комплексного представления, построенного при помощи А. с., величина такого изменения амплитуды и фазы при определ. условиях оказывается минимальной. Естеств. образом появляется А. с. в квантовой оптике, что выделяет его среди др. комплексных представлений.

Лит.: Gabor D., Theory of communications, «J. IEE», L., 1946, v. 93, pt 3, p. 429; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, 2 изд., пер. с англ., М., 1973, § 10.2; Клаудер Дж., Сударшан Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Вакман Д. Е., Вайнштейн Л. А., Амплитуда, фаза, частота — основные понятия теории колебаний, «УФН», 1977, т. 123, в. 4.

В. И. Татарский.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРОДОЛЖЕ́НИЕ — расширение области определения аналитич. ф-ции с сохранением её аналитичности. А. п. — осн. метод доказательства *дисперсионных соотношений*; используется в *аксиоматической квантовой теории поля* и др. областях физики.

Пусть аналитич. ф-ция определена степенным рядом в точке z_0 и тем самым задана первоначально в нек-ром круге. Если разложить ф-цию в ряд в окрестности др. точки z_1, то круг сходимости нового ряда может оказаться частично за пределами исходного круга. Тогда эти два ряда определяют единую ф-цию, аналитическую в объединении двух кругов, т. е. в области большей, чем первоначальная. А. п. можно строить, повторяя этот процесс, каждый раз расширяя область аналитичности ф-ции. Не исключено, однако, что на к.-л. этапе мы вновь вернёмся к точкам, где ф-ция уже была определена ранее, напр. к точкам исходного круга. Совпадения в этой области исходной ф-ции с ф-цией, полученной в результате такого А. п., может и не быть. Т. о. возникают многозначные аналитич. ф-ции, к-рые приводят к понятиям многолистных областей, *римановых поверхностей* и др.

Пусть D_1 и D_2 — области расширенной комплексной плоскости $\overline{\mathbb{C}}$ (см. *Аналитическая функция*), а f_1 и f_2 — ф-ции, аналитические соответственно в D_1 и D_2. Если f_1 и f_2 совпадают в связной части Δ пересечения областей D_1 и D_2, то говорят, что пары (D_1, f_1) и (D_2, f_2) являются непосредственным А. п. друг друга через область Δ. При этом ф-ция f_2 однозначно определяется ф-цией f_1, и наоборот. Ф-ции f_1 и f_2 не обязаны совпадать в др. связных частях пересечения D_1 и D_2. Если в к.-л. части такого совпадения нет, то её удобно «расщепить» на два листа, задавая на одном из них ф-цию, равную f_1, на другом — f_2. Так появляется простейшая неоднолистная область и однозначная аналитич. ф-ция в ней (но неоднозначная в объединении D_1 и D_2).

Критерий однозначности А. п. даёт теорема о монодромии. Пусть ф-ция $f(z)$ задана и аналитична в нек-рой окрестности точки z_0, принадлежащей односвязной области D. Если $f(z)$ аналитически продолжается вдоль любого пути, выходящего из z_0 и лежащего в D, то в результате А. п. получается однозначная аналитич. ф-ция. Две пары (D, f) и (G, g), где D, G — области расширенной комплексной плоскости $\overline{\mathbb{C}}$, а f, g — ф-ции, аналитические соответственно в D и G, наз. А. п. друг друга, если их можно «соединить» конечным числом пар (D_i, f_i), $i=1, \ldots, n$, $(D_1, f_1)=(D, f)$, $(D_n, f_n)=(G, g)$, таких, что каждая последующая пара является непосредственным А. п. предыдущей. Макс. совокупность пар, каждая из к-рых является А. п. любой другой, задаёт ф-цию, аналитическую (и однозначную) на соответствующей римановой поверхности.

Пример. Пусть $f(z)$ обладает в плоскости $\mathbb{C}$ единственной особой точкой $z_0=0$, являющейся точкой ветвления n-го порядка $\left(\text{напр., } f(z)=\sqrt[n]{z}\right)$. Её риманова поверхность представляет собой n экземпляров плоскости $\mathbb{C}$ с разрезом вдоль вещественной положит. полуоси (листов) D_i, $i=1, \ldots, n$. При этом точки верх. берега каждого последующего листа отождествляются с соответствующими точками ниж. берега предыдущего листа. Точки ниж. берега первого листа отождествляются с соответствующими точками верх. берега n-го листа. Т. о., каждый полный обход вокруг начала координат переводит точку на след. лист. При n-кратном обходе она возвращается на первонач. лист.

Эфф. инструментом А. п. служит т. н. принцип симметрии. Пусть ф-ция $f(z)$ аналитична в области D, содержащей на своей границе отрезок веществ.

оси I. Если $f(z)$ принимает на I веществ. значения, то она аналитически продолжается через I в область D^*, полученную из D отражением относительно веществ. оси. С помощью *конформных отображений* последнее утверждение обобщается на случай, когда ф-ция $f(z)$ переводит дугу окружности на дугу окружности. Существуют и др. методы А. п. К ним относятся методы, основанные на многочисл. аналитич. представлениях, разл. способы суммирования степенных рядов, функциональные соотношения, мероморфное продолжение при помощи *Паде аппроксимаций* и т. п. Важной задачей А. п. ф-ций мн. комплексных переменных является задача об отыскании т. н. оболочки голоморфности (т. е. макс. области, в к-рую продолжается любая ф-ция, голоморфная в заданной области).

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция*. *Б. И. Завьялов.*

АНАЛОГОВЫЕ СОСТОЯНИЯ (от греч. análogos — соответственный) — состояния ядер — изобар, входящие в состав одного изоспинового мультиплета и обладающие одинаковыми значениями изоспина T, спина I и чётности π (см. *Изотопическая инвариантность*). А. с. являются *зеркальные ядра*, напр. ${}^{7}_{3}\mathrm{Li}$—${}^{7}_{4}\mathrm{B}$, образующие изотопич. дублеты (изоспин $T={}^1/_2$). Примерами А. с. могут служить осн. состояния ядер ${}^{14}_{6}\mathrm{C}$, ${}^{14}_{8}\mathrm{O}$ и первое возбуждённое состояние ядра ${}^{14}_{7}\mathrm{N}$ (изотопич. триплет с изоспином $T=1$, рис. 1).

Энергии А. с. неодинаковы, они отличаются из-за кулоновской энергии отталкивания протонов и разности масс нейтрона n и протона p. Энергии А. с. возрастают с увеличением числа протонов Z. Если наименьшему Z в изоспиновом мультиплете отвечает ядро в осн. состоянии, то аналоговым ему в случае лёгких ядер ($Z\leqslant 12$) может быть основное или возбуждённое, но ядерно-стабильное состояние с зарядом $Z+1$.

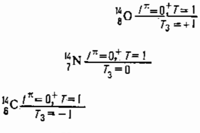


Рис. 1. Изотопический триплет.

В более тяжёлых ядрах А. с. оказываются ядерно-нестабильными, они проявляются в энергетич. зависимостях сечений ядерных реакций в виде широких (по сравнению с обычными уровнями составного ядра) резонансов, обладающих тонкой структурой (состоящих из множества пиков, отвечающих уровням составного ядра). Такие изобар-аналоговые резонансы наблюдаются чаще всего в ядерных реакциях перезарядки: $p+A\,(Z,\ N)\rightarrow n+A\,(Z+1,\ N-1)$, где A — число нуклонов, N — число нейтронов. Согласно теоретич. схемам (см. *Оболочечная модель ядра*), аналоговый резонанс

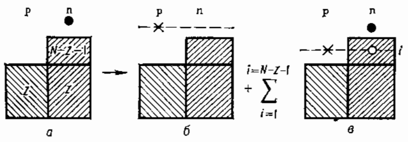


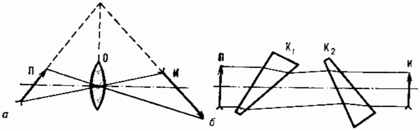
Рис. 2. Образование аналогового резонанса в модели оболочек; исходное ядро A (ZN) (a) содержит 1 нейтрон (●) сверх заполненных оболочек (заштрихованы). Замена нейтрона протоном (×) порождает А. с.— суперпозицию одночастичного состояния (б) и состояний типа 2 частицы — дырка (в)(○ — нейтронная дырка). Переходы n — p для нижних оболочек запрещены принципом Паули.

представляет собой промежуточное состояние, непосредственно образующееся в результате замены нейтрона протоном (рис. 2). Далее вследствие взаимодействия между нуклонами А. с. переходит в многочастичные возбуждённые состояния составного ядра.

Для лёгких ядер изоспин является хорошим квантовым числом (сохраняющейся величиной). В средних и тяжёлых ядрах изоспин не сохраняется. Это, в частности, проявляется в распаде аналогового резонанса по каналам, запрещённым изоспиновыми правилами отбора. Физ. природа А. с. в тяжёлых ядрах пока не понята до конца, их теоретич. и эксперим. исследование — одна из актуальных проблем ядерной физики.

В. Е. Маркушин.

АНАМОРФИРОВАНИЕ в оптике (от греч. anamorphóō — преобразовываю) — получение оптич. изображений предметов со всевозможными преднамеренными искажениями их конфигурации в результате преобразования (трансформирования) их линейных или угл. размеров в разл. направлениях. Отношение линейных увеличений (или масштабов) изображения в двух



Анаморфирование изображения предмета: a — наклоном плоскостей; $б$ — с помощью оптических клиньев; $П$ — предмет; $О$ — объектив; K_1 и K_2 — оптические клинья; $И$ — изображение.

взаимно перпендикулярных направлениях (обычно по ширине и высоте) наз. коэф. А. (коэф. анаморфозы).

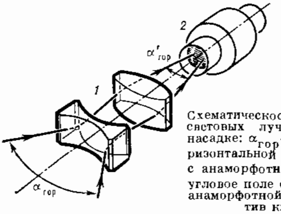
А. изображений осуществляется несколькими способами, напр. простым наклоном плоскости предмета и изображения (или одной из них) относительно оптич. оси осесимметричной оптич. системы. Этот способ широко применяется в полиграфии, картографии и фотографии для устранения перспективных искажений.

Др. способы А. изображений связаны с применением спец. оптич. систем, содержащих компоненты с двоякой симметрией, напр. цилиндрич. линзы и зеркала, оптич. клинья и др. Оптич. системы с двоякой симметрией применяются в качестве *конденсоров* в спектральных приборах, в широкоэкранном кинематографе, очковой оптике и для др. целей.

Действие, обратное А., т. е. восстановление нормального неискажённого изображения предмета, наз. дезанаморфированием; осуществляется теми же способами, что и А.

Лит.: Бегунов Б. Н., Трансформирование оптических изображений, М., 1965. *С. В. Кулагин.*

АНАМОРФОТНАЯ НАСАДКА — афокальная оптич. система, располагаемая перед обычным съёмочным или проекц. объективом и предназначенная для *анаморфирования* изображения (при съёмке) или дезанаморфирования (при проекции). А. н. обычно состоит из двух цилиндрич. компонентов (линз, призм, зеркал), обеспечивающих анаморфирование или дезанаморфирование изображения в одной из плоскостей (напр., в горизонтальной, как это осуществляется в широкоэкранном кинематографе). Простейшая А. н. для съёмочного объектива состоит из отрицат. и положит. цилиндрич. линз (рис.), образующие к-рых параллельны высоте кадра. С такой А. н. при съёмке на обычном кинокадре полу-



Схематическое изображение хода световых лучей в анаморфотной насадке: $\alpha_{гор}$ — угловое поле (в горизонтальной плоскости) объектива с анаморфотной насадкой; $\alpha'_{гор}$ — угловое поле объектива; 1 — линзы анаморфотной насадки; 2 — объектив киноаппарата.

чается изображение, сжатое по ширине, а при проекции на экран оно растягивается, восстанавливая действит. соотношение размеров объекта. *С. В. Кулагин.*

АНАПОЛЬ (от греч. an — отрицат. частица и pólos — полюс) (тороидный диполь) — система токов, эл.-магн. поле к-рой характеризуется вектором анапольного момента

$$\boldsymbol{T}=(10c)^{-1}\int\{(\boldsymbol{j}\boldsymbol{r})\,\boldsymbol{r}-2r^2\boldsymbol{j}\}\,d^3r,$$

где $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)$ — плотность электрич. тока, c — скорость света в вакууме. А. является простейшим представителем семейства тороидных (анапольных) мультиполей, необходимых (наряду с зарядовыми и магн. мультиполями) для полного описания поля произвольных источников. Моделью А. может служить соленоид, имеющий форму тора, по обмотке к-рого течёт ток I. Анапольный момент тороидального соленоида представляет собой вектор, направленный по оси тора: $T=\pi R_0^2 bIn/2c$, где R_0 — радиус витка обмотки, n — число витков, b — радиус тора.

Статич. А. является источником пост. магн. поля, к-рое целиком сосредоточено внутри системы (напр., в случае тороидального соленоида магн. поле существует только внутри тора). Магн. поле точечного А. описывается векторным потенциалом $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})=4\pi\boldsymbol{T}\delta(\boldsymbol{r})$, где $\delta(\boldsymbol{r})$ — дельта-функция. В неоднородном магн. поле $\boldsymbol{H}$ на А. действует момент силы $\boldsymbol{M}=[\boldsymbol{T}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H}]$.

Изменение анапольного момента со временем приводит в общем случае к излучению системой эл.-магн. волн. Векторный потенциал поля излучения в волновой зоне (т. е. на расстояниях R, превышающих как размеры системы, так и длину волны излучаемых волн) равен $\boldsymbol{A}(R,t)=-c^{-2}R^{-1}\ddot{\boldsymbol{T}}(t-R/c)$, где R — расстояние от А. до точки наблюдения. Это выражение соответствует потенциалу излучения электрич. диполя с дипольным моментом $\boldsymbol{d}=-c^{-1}\dot{\boldsymbol{T}}$, поэтому при $\ddot{\boldsymbol{T}}\neq 0$ А. являются источником дипольного излучения.

Анапольный момент системы заряж. частиц обусловлен как их движением в пространстве (орбитальный А.), так и собств. анапольными моментами составляющих частиц. Элементарная частица с отличным от нуля спином может обладать собств. анапольным моментом, к-рый направлен по спину $\boldsymbol{T}=a\boldsymbol{S}$ ($\boldsymbol{S}$ — вектор спина в единицах $\hbar$; постоянная a имеет размерность [заряд $\times$ $\times$ длина^2]) и обусловлен радиац. поправками. Поскольку $\boldsymbol{T}$ — полярный вектор, а $\boldsymbol{S}$ — аксиальный, анапольный момент у элементарной частицы может существовать только при условии несохранения пространств. чётности. В теории *электрослабого взаимодействия* (Вайнберга — Салама), объединяющей эл.-магн. и слабые (не сохраняющие чётность) взаимодействия, величина анапольного момента электрона $a\sim e\cdot10^{-34}$ см^2 (e — заряд электрона). Наличие у элементарной частицы анапольного момента приводит к появлению добавочного члена в энергии её взаимодействия с внешним эл.-магн. полем, к-рый в нерелятивистском пределе имеет вид $W=-a(\boldsymbol{S}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H})$. Эл.-магн. взаимодействие такого вида, нарушающее пространственную чётность, было впервые предложено Я. Б. Зельдовичем в 1957; тогда же появился и термин «А.», т. к. такое взаимодействие не соответствует никакому магн. мультиполю.

Лит.: Зельдович Я. Б., Электромагнитное взаимодействие при нарушении четности, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 1531; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Дубовик В. М., Тосунян Л. А., Тороидные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, с. 1193. *С. М. Апенко.*

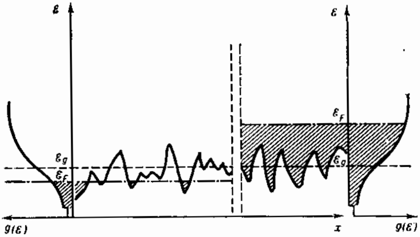
АНАСТИГМАТ (от греч. an — отрицат. частица и *астигматизм*) — наиболее совершенный тип объектива (преим. фотографического), характеризующийся исправлением аберраций в пределах всего поля изображения. Существенным признаком А. является исправление астигматизма и кривизны поля изображения. Разрешающая способность у А. в центре поля достигает 70 штрих/мм, на периферии — 40 штрих/мм. *Относительное отверстие* — до 1 : 1.

Лит. см. при ст. *Аберрации оптических систем.*

АНГСТРЕМ [по имени швед. физика А. Й. Ангстрема (A. J. Ångström), 1814—74], Å, — внесистемная единица длины, применяемая в атомной физике и оптике; 1Å $=10^{-10}$ м.

АНДЕРСОНОВСКАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ — явление, возникающее при распространении волн в среде с пространственными неоднородностями и состоящее в том, что вследствие многократного рассеяния на неоднородностях и интерференции рассеянных волн становится невозможным распространение бегущих волн; колебания приобретают характер стоячей волны, сконцентрированной (локализованной) в ограниченной области пространства. А. л. возможна для волн любой природы, но особенно ярко она проявляется в случае волн де Бройля для частиц и *квазичастиц* при изучении кинетич. свойств (электропроводности, теплопроводности) неупорядоченных твёрдых сред (аморфные вещества, сильно легированные полупроводники и др.), т. к. при А. л. подвижность частиц равна 0. Представление о возможности локализации частиц и квазичастиц в неупорядоченных системах было впервые выдвинуто в 1958 Ф. У. Андерсоном (Ph. W. Anderson). С его именем и именем Н. Ф. Мотта (N. F. Mott) связаны как введение этих понятий в физику аморфных проводников, так и дальнейшее развитие теории (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*, *Аморфные металлы*, *Неупорядоченные системы*).

Спектр энергий частиц в такой среде, напр. электрона в аморфном твёрдом теле, можно разделить на 2 области значений энергии $\mathscr{E}$, для к-рых подвижность $\mu\neq0$ (подвижные или проводящие состояния) и $\mu=0$ (локализованные или непроводящие состояния). Граница



Схематическое изображение энергии электрона в поле потенциала в случае хаотически расположенных неоднородностей. Пунктир показывает положение порога подвижности $\mathscr{E}_g$ по краям плотности состояний $g(\mathscr{E})$ и их заполнения, соответствующие андерсоновскому диэлектрику (слева) и металлу (справа). Штрих-пунктирная линия показывает положение энергии Ферми $\mathscr{E}_F$. Заштрихованы заполненные энергетич. состояния в области подвижных состояний электрона.

$\mathscr{E}_g$ между этими областями наз. **порогом подвижности** (рис.). Пусть волновой пакет в нач. момент находится в начале координат. Если его энергия соответствует области подвижных состояний частицы, то за большое время t пакет сильно расплывается, так что ср. квадрат радиуса R распределения плотности вероятности обнаружить частицу равен

$$\langle R^2(t)\rangle=2Dt, \qquad (1)$$

где D — коэф. диффузии, связанный с подвижностью частиц соотношением Эйнштейна. Если же энергия $\mathscr{E}$ соответствует области локализов. состояний, то расплывание волнового пакета ограничено и при достаточно больших временах ($t\to\infty$) примет вид предельного распределения плотности вероятности:

$$\rho_\infty(R)\sim\begin{cases}\mathrm{const}, & R\ll L\\ \exp(-R/L), & R\gg L.\end{cases}\qquad (2)$$

Характерный размер этого распределения L наз. **длиной локализации**.

В случае одномерного (случайного) потенциала все состояния частицы локализованы, каким бы слабым ни был случайный потенциал. При этом для состояния с большой энергией длина локализации L равна по порядку величины длине l свободного пробега частицы (в приближении однократного рассеяния). В двумерном случае все состояния также локализованы, но длина локализации экспоненциально возрастает при возрастании энергии. В трёхмерном случае справедлив т. н. **критерий локализации Иоффе — Регеля — Мотта**: если длина волны де Бройля $\lambdabar$ частицы, в частности электрона, меньше, чем длина свободного пробега l, то состояния являются подвижными; при $\lambdabar \sim l$ имеется порог подвижности $\mathcal{E}_g$ и все состояния с энергией $\mathcal{E}<\mathcal{E}_g$ локализованы.

Реальные плёнки и проволоки ведут себя как двумерные и одномерные проводники, но длина локализации в них больше (из-за наличия поперечного движения). Так, в проволоке длина локализации L совпадает с длиной проволоки такого же сечения, сопротивление к-рой $\approx 2\pi\hbar/e^2 \approx 30$ кОм (e — заряд электрона). Для реальных проводников существует критерий Туалеса: если сопротивление образца при $T=0$К больше, чем 30 кОм, то его размер превышает длину локализации.

Если состояния в случайном потенциале, обусловленном примесями, заполнены электронами так, что уровень Ферми лежит в области локализов. состояний, то статич. электропроводимость вещества при $T=0$К равна 0 (**андерсоновский диэлектрик**). Отличие этого состояния от состояния обычных кристаллич. диэлектриков состоит в том, что плотность состояния $g(\mathcal{E})$ на уровне Ферми $\mathcal{E}=\mathcal{E}_F$ отлична от 0. Поэтому проводимость σ при низкой частоте ω приложенного электрич. поля не пропорциональна ω^2 (см. *Диэлектрические потери*), а удовлетворяют ф-ле Мотта—Березинского:

$$\operatorname{Re}\sigma(\omega) \sim \omega^2[-\ln\omega]^{d+1}, \tag{3}$$

где d — размерность пространства. При $T\neq 0$К проявляется прыжковая проводимость: электрон проводит длит. время в локализов. состоянии с энергией $\mathcal{E}$, изредка перепрыгивая благодаря взаимодействию с фононами в др. локализов. состояние с энергией $\mathcal{E}+\Delta\mathcal{E}$. Состояния с разл. энергией локализованы вблизи разл. точек пространства, поэтому прыжки с передачей энергии приводят к пространственному перемещению электронов. При низких темп-рах прыжковая проводимость описывается законом Мотта:

$$\ln\sigma_0 = -1/T^{(1/d+1)}. \tag{4}$$

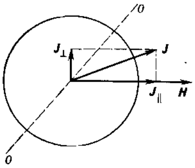
При этом характерная передача энергии при прыжке $\Delta\mathcal{E}\sim T^{d/(d+1)}$, а длина прыжка $R\sim L/T^{(1/d+1)}$. При возрастании T значение R сравнивается с расстояниями между центрами локализации (в легиров. полупроводниках со ср. расстоянием между примесями). При этом моттовский режим прыжков переменной длины сменяется режимом прыжков на соседнюю примесь, а закон Мотта (4) переходит в выражение:

$$\ln\sigma_0 = T^{-1}.$$

Фазовый переход в неупорядоченной среде, при к-ром уровень Ферми проходит через порог подвижности, наз. **переходом Андерсона**. В точке перехода L обращается в бесконечность, а при сколь угодно малом смещении уровня Ферми в сторону подвижных состояний появляется отличная от 0 статич. проводимость. Дискуссия о том, появляется ли проводимость скачком (фазовый переход первого рода) или возрастает непрерывно (фазовый переход второго рода), пока не закончилась, но вторая точка зрения является более аргументированной. При описании поведения электронов в реальных неупорядоченных системах (аморфных твёрдых телах или кристаллич. полупроводниках с большой концентрацией примесей) необходимо учитывать кулоновское взаимодействие между электронами. Оно приводит к образованию т. н. кулоновской щели — провала плотности состояний $g(\mathcal{E})$ при $\mathcal{E}=\mathcal{E}_F$, к видоизменению закона Мотта и др.

Лит.: Мотт Н., Электроны в неупорядоченных структурах, пер. с англ., М., 1969; Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979. *Д. Е. Хмельницкий.*

АНИЗОМЕТР МАГНИТНЫЙ — прибор для определения *магнитной анизотропии*. Наиб. распространены А. м. для определения ферромагн. анизотропии монокристаллов и текстуриров. материалов (см. *Текстура магнитная*).



Исследуемый образец (диск) в магнитном поле.

В одном из типов А. м. исследуемый образец помещают в сильное однородное магн. поле $\boldsymbol{H}$ (рис.). Образец намагничивается по направлению поля лишь в том случае, если поле направлено вдоль его оси лёгкого намагничивания (OO). Во всех остальных случаях вектор намагниченности $\boldsymbol{J}$ занимает нек-рое промежуточное положение между направлением $\boldsymbol{H}$ и осью OO. Перпендикулярная полю компонента $\boldsymbol{J}_\perp$ создаёт момент вращения $\boldsymbol{M}=\boldsymbol{J}_\perp\boldsymbol{H}$, к-рый стремится повернуть образец так, чтобы ось OO стала параллельна вектору $\boldsymbol{H}$. Момент вращения измеряется при разл. направлениях поля, и по результатам измерений рассчитываются константы анизотропии, т. о. оценивается степень совершенства текстуры. Совр. А. м. позволяют исследовать как массивные образцы, так и ферромагн. плёнки в интервале темп-р от 1300 К до гелиевых (~1 К) и в магн. полях напряжённостью до 4000 кА/м (50 кЭ).

АНИЗОТРОПИЯ твёрдых тел (от греч. ánisos — неравный и trópos — направление) — зависимость равновесных физ. свойств твёрдого тела от направления (см. *Анизотропная среда*). Величины, описывающие макроскопич. свойства вещества, делятся на скаляры, псевдоскаляры, векторы и тензоры разл. рангов. Скалярная характеристика (напр., ср. плотность вещества, темп-ра, теплоёмкость, энтропия) задаётся одним числовым значением, к-рое не связано с понятием направления в пространстве и не изменяется при вращении. Подобная характеристика однородного тела в состоянии равновесия не может обладать А. Псевдоскалярные характеристики, напр. уд. вращение плоскости поляризации, также изотропны, т. к. их численное значение сохраняется при поворотах тела или системы координат (но они меняют знак при отражении). Для задания векторной величины (напр., ср. намагниченности кристалла) требуется указать 3 компонента вектора в нек-рой системе координат. Эти компоненты являются проекциями вектора на оси координат, они изменяются при вращении системы координат.

Примером физ. свойств, описываемых симметричными тензорами 2-го ранга, могут служить электропроводность и теплопроводность, а также диэлектрич. и магн. проницаемости твёрдых тел. В общем случае в нек-рой системе координат тензор 2-го ранга имеет 9 компонент. Если тензор симметричен, то независимыми являются лишь 6 из них — три диагональных и три недиагональных элемента матрицы. При повороте системы координат матрица тензора преобразуется по определ. закону. Всякий симметричный тензор 2-го ранга может быть приведён к гл. осям, т. е. существует такая система координат, в к-рой матрица этого тензора диагональна; соответствующие 3 диагональных элемента наз. гл. значениями тензора. Если гл. значения не совпадают, имеет место А., а направления гл. осей определены однозначно. Так, для кристаллов (кроме кубических) направление электрич. тока обычно не совпадает с направлением приложенного электрич. поля. Если, однако, поле приложено вдоль одной из гл. осей кристалла, возникающий ток будет параллельным полю и, измеряя значения проводимости вдоль трёх гл. осей, можно определить гл. значения тензора электропроводности кристалла. Аналогично могут быть определены гл. значения тензоров теплопроводности, диэлектрич. и магн. проницаемостей. Если для тензора два гл. значения совпадают, говорят, что в отношении данной тензорной характеристики вещество является одноосным; вещество с несовпадающими тремя гл. значениями наз. двухосным. Если все три гл. значения симметричного тензора 2-го ранга одинаковы, матрица тензора диагональна во всякой системе координат и не изменяется при вращениях системы координат. В этом важном частном случае для задания тензорной характеристики достаточно указать всего одну величину. Это означает, что в отношении данной характеристики вещество изотропно.

Вещество может обладать и более сложными тензорными характеристиками. Так, коэф. пьезоэлектрич. эффекта (см. *Пьезоэлектричество*) образуют тензор 3-го ранга, а характеристики упругих свойств вещества образуют тензор упругих модулей 4-го ранга, для задания к-рого в произвольной системе координат необходимо указать значения $3^4=81$ его элементов. Учёт симметрии позволяет, однако, значительно понизить число независимо задаваемых компонент.

А. кристаллов связана с симметрией их кристаллич. структуры (см. *Кюри принцип*, *Неймана принцип*, *Симметрия кристаллов*). Чтобы вещество обладало векторной характеристикой (напр., спонтанной поляризацией в случае сегнетоэлектриков), его кристаллич. решётка не должна быть симметричной относительно преобразования инверсии, т. е. не должна обладать центром симметрии. Все кубич. кристаллы изотропны в отношении характеристик, описываемых симметричными тензорами 2-го ранга (напр., электропроводности или диэлектрич. проницаемости). Менее симметричные кристаллы обладают А. в отношении этих свойств. Тензорный характер диэлектрич. проницаемости проявляется, в частности, в эффекте двойного лучепреломления для некубич. прозрачных кристаллов. В табл. приведено число независимых упругих постоянных (число независимых элементов матрицы тензора упругих модулей) для кристаллов разл. сингоний.

Кристаллическая сингония	Число упругих постоянных
Триклинная	21
Моноклинная	13
Ромбическая	9
Тетрагональная	7 или 6
Тригональная (ромбоэдрич.)	6
Гексагональная	5
Кубическая	3

А. может быть искусственно вызвана внеш. воздействием. Поликристаллич. материалы, состоящие из огромного числа случайно ориентированных мелких монокристаллов, могут приобрести А. в результате механич. обработки, напр. прокатки (см. *Текстура*). Искусственная оптич. А. может быть создана в кристаллах и изотропных средах под действием внеш. электрич. (см. *Керра эффект*) или магн. (см. *Коттона—Мутона эффект*) поля либо путём механич. воздействия (см. *Фотоупругость*).

Лит. см. в ст. *Анизотропная среда*. *А. С. Михайлов.*

АНИЗОТРОПИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ — то же, что *дихроизм*.

АНИЗОТРО́ПНАЯ СРЕДА́ — среда, макроскопические свойства которой различны в различных направлениях, в противоположность среде **и з о т р о п н о й**, где они не зависят от направления. Формально **а н и з о т р о п и я** однородной безграничной среды означает неинвариантность её свойств относительно группы вращений. Поскольку у реальной среды обычно есть границы, при строгом подходе к определению анизотропии необходимо иметь в виду не абстрактную безграничную среду, а сделанный из этой среды макроскопически однородный шар. Среду следует считать анизотропной, если существует экспериментально обнаружимый поворот вокруг центра указанного шара.

Анизотропия среды может быть обусловлена несколькими причинами: анизотропией образующих её частиц, анизотропным характером их взаимодействия (дипольным, квадрупольным и др.), упорядоченным расположением частиц (кристаллич. среды, жидкие кристаллы), мелкомасштабными неоднородностями (см., напр., *Текстура*). В то же время анизотропные или анизотропно взаимодействующие частицы могут образовывать изотропную среду (напр., аморфные вещества или газы и жидкости, в к-рых изотропия обусловлена хаотич. движением и вращением частиц). А. с. может образоваться под действием внеш. полей, ориентирующих или деформирующих частицы. Даже физ. вакуум во внеш. полях (эл.-магн., гравитац. и др.) поляризуется и ведёт себя как А. с. Физ. поля и вещество искривляют само пространство-время, к-рое приобретает анизотропные гравитац. свойства.

Анизотропные свойства сплошной среды описывают тензорными величинами; в неоднородной А. с. они меняются от точки к точке. Среды, анизотропные для одного класса явлений, могут вести себя как изотропные по отношению к др. классу. Так, механич. свойства кристаллич. поваренной соли NaCl анизотропны (её упругость различна вдоль рёбер и диагоналей кубической решётки), тогда как тепловые и оптич. свойства изотропны с высокой степенью точности. В изотропной среде соответствующие тензоры сводятся к единичным.

А. с. обычно классифицируют по типу симметрии их структуры, к-рая характеризуется распределением частиц в пространстве и корреляцией между ними. Это связано с тем, что симметрия любого физ. свойства не может быть ниже симметрии структуры среды (*Неймана принцип*). В случае трёхмерного упорядочения частиц (кристаллич. решётка) существуют всего 32 точечные группы симметрии А. с. (кристаллич. классы). Если же пространственное упорядочение частиц является только двумерным (одномерным) или отсутствует вовсе (жидкие кристаллы и анизотропные жидкости), то число типов симметрии А. с. возрастает и определяется, напр., взаимной корреляцией между ориентациями частиц. Такие фазовые состояния вещества, промежуточные между кристаллом и изотропной жидкостью, наз. **м е з о м о р ф н ы м и   с о с т о я н и я м и**.

Др. типом нарушения симметрии среды, отличным от анизотропии, является **г и р о т р о п и я**. Среда гиротропна, если её свойства меняются при зеркальных отражениях. Свойства *гиротропных сред* описываются псевдотензорными величинами (см. *Псевдотензор*).

С анизотропией (и гиротропией) связаны разнообразные явления. Однородная А. с. оказывает существенное влияние на свойства распространяющихся в ней нормальных волн, определяя, в частности, их поляризацию и различие направлений распространения волнового (фазового) фронта и энергии волн (см. также *Кристаллооптика* и *Двойное лучепреломление*). В неоднородной А. с. может происходить линейное вз-действие поляризов. волн (см. *Линейное взаимодействие волн*), приводящее к перераспределению энергии между нормальными волнами, но не нарушающее *суперпозиции принцип*. Последний нарушается в случае **н е л и н е й н о г о   в з а и м о д е й с т в и я** волн, к-рое в А. с. также обладает своеобразными анизотропными свойствами (см. *Нелинейная оптика* и *Нелинейная акустика*). См. также *Анизотропия*, *Магнитная анизотропия*, *Оптическая анизотропия*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Най Дж., Физические свойства кристаллов..., пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1979; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 1—4, М., 1979—81; Пикин С. А., Структурные превращения в жидких кристаллах, М., 1981. *В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский.*

АНИО́Н (от греч. aniōn, букв.— идущий вверх) — отрицательно заряженный ион, движущийся в электрич. поле к аноду. А. содержатся в растворах и расплавах большинства солей, кислот и оснований (см. *Электролиз*). А. наз. также отрицат. заряженные ионы в *ионных кристаллах*.

АННИГИЛЯ́ЦИЯ пары частица-античастица (от позднелат. annihilatio — уничтожение, исчезновение) — один из видов взаимопревращения элементарных частиц. Термином «А.» первоначально наз. эл.-магн. процесс превращения электрона и его *античастицы* — позитрона при их столкновении в эл.-магн. излучение (в фотоны, или γ-кванты). Однако этот термин неудачен, т. к. в процессах А. материя не уничтожается, а лишь превращается из одной формы в другую.

Возможность А. была предсказана П. Дираком (P. A. M. Dirac) на основе развитой им квантовомеханич. релятивистской теории электрона (см. *Дырок теория Дирака*). В 1932 в космич. лучах были обнаружены первые античастицы — позитроны, в 1933 зарегистрированы случаи А. пар электрон-позитрон.

В процессе А. e^+ и e^- при суммарном спине сталкивающихся частиц $J=0$ испускается (вследствие закона сохранения *зарядовой чётности* в эл.-магн. взаимодействии) чётное число γ-квантов (практически два), а при $J=1$ — нечётное (практически три; А. в один фотон запрещена законом сохранения энергии-импульса). Образование большого числа γ-квантов подавлено из-за малости константы α ($\alpha \approx 1/137$), характеризующей интенсивность протекания эл.-магн. процессов. Если относит. скорость e^+ и e^- невелика, А. с большой вероятностью происходит через образование промежуточного связанного состояния (e^+e^-) — *позитрония*.

Столкновение любой частицы с её античастицей может приводить к их А., причём не только за счёт эл.-магн. взаимодействия. Так, А. протонов и антипротонов в π-мезоны (преим. в 5—6 π-мезонов) вызывается сильным взаимодействием. При малой относит. скорости p и $\tilde{p}$ их А. может происходить через связанное промежуточное состояние антипротонного атома (см. *Адронные атомы*) или, возможно, через *барионий*.

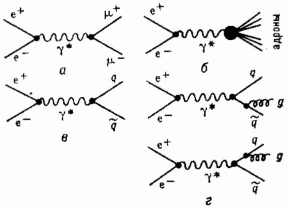
В отличие от А. при низких энергиях сталкивающихся частиц, когда в процессе А. пара частица-античастица превращается в более лёгкие частицы, при высоких энергиях лёгкие частицы могут аннигилировать с образованием более тяжёлых частиц (при условии, что полная энергия аннигилирующих частиц превышает порог рождения тяжёлых частиц, равный в системе центра инерции сумме их энергий покоя).

В экспериментах на установках со встречными пучками e^+e^- высокой энергии ($\geqslant 1$ ГэВ) наблюдаются процессы А.:

$$e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-, \qquad (1)$$

$$e^+e^- \longrightarrow \text{адроны}. \qquad (2)$$

В низшем порядке теории возмущений квантовой электродинамики процесс (1) описывается аннигиляционной *Фейнмана диаграммой* с виртуальным фотоном γ^* (см. *Виртуальные частицы*) в промежуточном состоянии (рис., *а*). Процесс (2) происходит также через виртуальный фотон (рис., *б*); по совр. представлениям, в этом случае γ^* переходит в пару быстрых кварка (q) и антикварка ($\tilde{q}$) (рис., *в*), к-рые, испуская при взаимодействии с вакуумом пары кварк-антикварк, превращаются в адроны. При высоких энергиях столкновения образующиеся адроны сохраняют направление движения первичных кварка и антикварка, и в конечном состоянии наблюдаются две адронные струи. Сечение таких процессов уменьшается обратно пропорционально квадрату 4-импульса виртуального фотона (Q^2) (см. *Партоны, Квантовая хромодинамика*). Эксклюзивный процесс прямого перехода γ^* в адрон и его античастицу (напр., в пару $\pi^+\pi^-$, K^+K^-, барион-антибарион) дополнительно подавлен *формфактором* адрона (уменьшающимся с ростом Q^2). Согласно квантовой хромодинамике, возможен также процесс А. e^+e^- в пару $q\tilde{q}$ с испусканием *глюона* (g) высокой энергии (рис., *г*);



в этом случае в конечном состоянии должны наблюдаться трёхструйные события. Отношения (R) сечений процессов электрон-позитронной А. (2) и (1) равно сумме квадратов электрич. зарядов всех образующихся при А. кварков. Когда энергия пары e^+e^- становится выше порога рождения частиц нового сорта — *тяжёлых лептонов* ($\tau^\pm$) или частиц, в состав к-рых входят тяжёлые кварки c, b, значение R возрастает на величину, соответствующую вкладу новых фундам. частиц. В экспериментах по e^+e^--А. наблюдается резонансное образование *кваркониев* — тяжёлых истинно нейтральных мезонов J/ψ, Υ и др., интерпретируемых как связанные состояния соответственно $c\tilde{c}$, $b\tilde{b}$. Такие мезоны должны распадаться за счёт А. кварка и антикварка в два или три глюона (в зависимости от их полного углового момента). В процессах А. e^+e^- в адроны образуются преим. мезоны. Однако с ростом энергии сталкивающихся частиц наблюдается значит. повышение выхода пар барион-антибарион в *инклюзивных процессах* $e^+e^- \to$ барион-антибарион + адроны.

В столкновениях антинуклонов с нуклонами с относит. вероятностью 10^{-4} могут происходить процессы эл.-магн. А. антикварков антинуклона с кварками нуклона. В результате такой А. $q\tilde{q}$ образуется виртуальный фотон γ^*, распадающийся на пару лептонов e^+e^- или $\mu^+\mu^-$. Процесс рождения лептонных пар в столкновениях адронов описывается в рамках кварк-партонной модели, причём расчёт эл.-магн. А. кварков и антикварков позволяет в рамках этой модели получить согласующееся с наблюдениями описание характеристик лептонных пар с большой энергией (в системе центра инерции), рождающихся в столкновениях адронов.

С ростом энергии сталкивающихся частиц сечение А. за счёт сильного и эл.-магн. взаимодействий падает, а за счёт слабого взаимодействия — растёт. Поэтому при высоких энергиях в столкновениях адронов могут наблюдаться и процессы слабой А. кварков и антикварков в виртуальный или реальный $W^\pm$- или Z^0-бозон слабого взаимодействия. Интерференция сильного и слабого взаимодействий адронов определяет эффекты слабого взаимодействия в столкновениях адронов при высоких энергиях (несохранение *чётности*, одиночное рождение странных и очарованных частиц в столкновениях «обычных» адронов и др.).

А. электронов и позитронов может происходить и через виртуальный Z^0-бозон. Интерференция слабого и эл.-магн. взаимодействий вызывает нарушение пространств. чётности в этих процессах (проявляющееся, напр., в асимметрии углового распределения пар $\mu^+\mu^-$ или адронных струй). При энергии в системе центра инерции пары e^+e^-, равной массе (в энергетич. едиянцах) Z^0-бозона, А. пары должна происходить резонансно — с превращением в реальный Z^0-бозон. Двухчастичные лептонные распады псевдоскалярных заряж. мезонов (напр., $\pi^+ \longrightarrow \mu^+\nu_\mu$, $K^+ \longrightarrow \mu^+\nu_\mu$) обусловлены А. составляющих мезоны кварков-антикварков ($u\tilde{d} \longrightarrow \mu^+\nu_\mu$, $u\tilde{s} \longrightarrow \mu^+\nu_\mu$) за счёт слабого взаимодействия, а распады нейтральных векторных мезонов (ρ^0, ω, φ и др.) на лептонные пары (напр., $\rho^0 \longrightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$) и распады псевдоскалярных нейтронных мезонов (π^0, η) на два γ-кванта — А. $q\tilde{q}$ за счёт эл.-магн. взаимодействия. В распадах мезонов, в состав к-рых входит c- или b-кварк, процессы А. за счёт слабого взаимодействия, напр. $c\tilde{s} \longrightarrow d\tilde{u}$, $c\tilde{s} \longrightarrow l\nu_l$ (где l — лептон, ν_l — соответствующие ему нейтрино), могут увеличить вероятность распадов очарованных частиц.

По аналогии с электрон-позитронной А. теоретически обсуждается возможный процесс А. пары лептонов — электронного антинейтрино и электрона ($\tilde{\nu}_e + e^- \longrightarrow \tilde{\nu}_\mu + \mu^-$ или $\tilde{\nu}_e + e^- \longrightarrow$ адроны), вызываемый слабым взаимодействием.

В естеств. условиях процессы А. могут происходить вблизи космич. источников античастиц (активных ядер галактик, пульсаров) и при взаимодействии космич. антипротонов и позитронов с веществом. Такие процессы космич. А. могут наблюдаться методами γ-астрономии по аннигиляц. космич. излучению. Результаты этих наблюдений указывают на отсутствие заметного кол-ва *антивещества* в окружающей нас части Вселенной вплоть до масштаба скопления галактик и свидетельствуют в пользу *барионной асимметрии Вселенной*. В соответствии с теорией горячей Вселенной на ранних стадиях эволюции Вселенной процессы А. (и обратные им процессы рождения пар) за счёт эл.-магн., сильного и слабого взаимодействий, напр. $e^+e^- \rightleftarrows 2\gamma$, $q\tilde{q} \rightleftarrows e^+e^-$, $q\tilde{q} \rightleftarrows 2g$, $e^+e^- \rightleftarrows \nu_e\tilde{\nu}_e$, обеспечивали термодинамич. равновесие релятивистской плазмы частиц и античастиц и эл.-магн. излучения. При понижении темп-ры расширяющейся Вселенной ниже величины, отвечающей массе частиц данного сорта (используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = k = 1$), должна была происходить А. соответствующих частиц и античастиц в более лёгкие частицы. Время жизни τ_A античастиц (или частиц) относительно их А. с частицами (античастицами) обратно пропорционально концентрации частиц (античастиц). В расширяющейся Вселенной, когда τ_A становится больше времени расширения, А. прекращается и происходит т. н. закалка концентрации частиц и античастиц. Представление о «закалке» концентрации массивных метастабильных частиц (*магнитных монополей*, экзотич. частиц, появляющихся в нек-рых моделях *великого объединения* и расширенной *супергравитации*) и анализ их последующего влияния на астрофиз. процессы на более поздних стадиях расширения Вселенной играет важную роль для получения астрофиз. ограничений на параметры моделей, предсказывающих существование таких частиц.

Лит.: Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1956; Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Фоломешкин В. Н., Хлопов М. Ю., О возможностях изучения реакций неупругого $\tilde{\nu}_e e$-рассеяния в пучках нейтрино высоких энергий, «ЯФ», 1973, т. 17, в. 4, с. 810; Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Космология и элементарные частицы, «УФН», 1980, т. 130, с. 559.

М. Ю. Хлопов.

Аннигиляционное излучение в астрофизике. Наблюдение излучения, возникающего при А. позитронов и электронов, позволяет обнаружить во Вселенной области (объекты), где рождаются античастицы (позитроны), и определить физ. характеристики таких областей.

В астрофиз. условиях позитроны рождаются, как правило, релятивистскими. Когда они попадают в сравнительно холодную среду (с темп-рой $T \ll mc^2/k = 6 \cdot 10^9$ К, $mc^2 = 511$ кэВ — *энергия покоя* электрона), то из-за малой вероятности А. по сравнению с вероятностями процессов, приводящих к торможению позитронов (рассеяние на электронах и атомах, возбуждение и ионизация атомов), их большая часть успевает замедлиться до нерелятивистских энергий и лишь затем аннигилирует.

При двухфотонной А. нерелятивистских e^+ и e^- (наиб. распространённой в астрофиз. условиях) энергии образующихся фотонов ε близки к энергии покоя электрона, т. е. спектр аннигиляц. излучения (АИ) имеет вид линии (аннигиляц. линия — АЛ). Это позволяет выделять АИ на фоне непрерывного спектра, возникающего при др. процессах. Смещение энергии аннигиляц. фотонов от значения mc^2 вызвана эффектом Доплера из-за движения центра масс аннигилирующей пары: $\varepsilon = mc^2(1 + V/c)$, где V — проекция скорости центра масс на направление вылета фотона. Разброс скоростей V приводит к доплеровскому уширению АЛ. При А. термализов. позитронов с энергией $\mathscr{E}_T \sim kT$ со свободными электронами плазмы (как прямой, так и с предварит. образованием позитрония Ps) разброс V является тепловым и ширина АЛ (на половине максимума) $\Delta\mathscr{E} = 0{,}011\ T^{1/2}$ кэВ.

В отличие от двухфотонного, трёхфотонное АИ, возникающее при А. ортопозитрония ^3Ps (образующегося в тех же процессах, что и парапозитроний ^1Ps), имеет непрерывный спектр, лежащий ниже 511 кэВ. Регистрация этого спектра (вместе с АЛ) позволяет оценить долю позитронов, аннигилирующих с образованием позитрония Ps, и тем самым физ. характеристики области аннигиляции.

Спектр однофотонного АИ, существенного при наличии сверхсильного магн. поля (когда e^+ и e^- находятся на основном *Ландау уровне*, см. *Циклотронная частота*), имеет вид асимметричной линии с резким обрывом в сторону меньших энергий от максимума при $\varepsilon \approx 2mc^2/|\sin\nu|$, где ν — угол между направлением АИ и магн. полем. Угловое распределение излучения сильно вытянуто в плоскости, перпендикулярной магн. полю. Сильное магн. поле меняет также характеристики двухфотонного АИ. С увеличением поля (при $B \gtrsim 10^{12}$ Гс) мощность и высота АЛ уменьшаются, линия становится асимметричной, сдвигается в сторону более высоких энергий и уширяется (превращаясь при $B \gtrsim 10^{13}$ Гс в непрерывный спектр, лежащий ниже $2mc^2/(1 + |\cos\nu|)$), а направления вылета фотонов концентрируются к плоскости, перпендикулярной магн. полю.

АИ обнаружено в спектрах *вспышек на Солнце*, в излучении *галактического центра* и космич. *гамма-всплесках*.

Основные характеристики наблюдавшегося космического аннигиляционного излучения

Источник	Солнечные вспышки	Центр Галактики	γ-всплески
Максимальная интенсивность, фотон/(см²·с)	$5 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-3}$	1
Светимость источника в аннигиляционной линии, эрг/с	$2 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{37}$	10^{38} $(D^*/1\ \text{кпк})^2$
Характерные времена, с	10^2—10^3	10^7—10^8	0,1—10
Ширина аннигиляционной линии, кэВ	<20	<3	~100

D^* — расстояние до источника, кпк.

АИ солнечных вспышек наблюдалось на спутниках OSO-7 (США, 1972) и SMM (США, 1980, 1982). Аннигилирующие позитроны образуются, по-видимому, при распаде радиоакт. ядер и π-мезонов, возникающих при ядерных взаимодействиях ускоренных во вспышке ионов с солнечным веществом. Ширина АЛ (<20 кэВ) соответствует темп-ре в области аннигиляции $T <$

$<3\cdot 10^6$ К, а зависимость АЛ от времени показывает, что плотность вещества в области аннигиляции $<10^{14}$ см$^{-3}$.

АИ из области центра Галактики наблюдалось начиная с 1968 (аппаратурой, поднятой на баллонах на высоту ~ 40 км), затем на спутнике HEAO-3 (США, с 1979). Интенсивность АЛ практически не менялась до нач. 1980, после чего менее чем за год упала ниже порога чувствительности детекторов. Малая ширина АЛ ($\leqslant 2{,}5$ кэВ в последних наблюдениях) означает, что АИ образуется термализов. позитронами в среде с $T \leqslant 5\cdot 10^4$ К. Переменность АИ накладывает ограничения на размер области аннигиляции ($<10^{18}$ см) и концентрацию частиц N в ней ($N<10^5$ см$^{-3}$). В отд. измерениях наряду с АЛ наблюдался, по-видимому, непрерывный спектр трёхфотонной аннигиляции ^3Ps. Источник позитронов неизвестен. Предположительно позитроны генерируются в окрестности массивной аккрецирующей *чёрной дыры*, возможно имеющейся в центре Галактики.

Эмиссионные линии с максимумами при $\varepsilon \approx 350$—450 кэВ были обнаружены в спектрах неск. γ-всплесков на АМС «Венера-11» — «Венера-14» (1978—83). Они интерпретируются как АЛ двухфотонного АИ, сдвинутые на 50—150 кэВ из-за гравитац. *красного смещения* в поле силы тяжести нейтронной звезды — источника γ-всплеска. Сравнительная узость линий накладывает ограничения на темп-ры ($kT<50$ кэВ) и магн. поля ($B<10^{13}$ Гс) в области аннигиляции. Механизм образования позитронов неясен.

Лит.: Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Positron—Electron Pairs in Astrophysics, ed. by M. L. Burns, A. K. Harding, R. Ramaty, N. Y., 1983. *Г. Г. Павлов.*

АНÓД — 1) полюс (или клемма) источника тока (аккумулятора, гальванич. элемента), находящийся при работе этого источника под положит. потенциалом по отношению к другому полюсу того же источника — *катоду*. 2) Электрод эл.-вакуумного, газоразрядного, электронного или ионного прибора, присоединяемого в электрич. цепи к аноду источника питания. 3) В электрохимии — электрод в электролите, около к-рого происходит окисление ионов или молекул, входящих в состав электролита (подробнее см. *Электролиз*).

АНÓДНОЕ ПАДÉНИЕ — изменение потенциала вблизи анода в тлеющем или дуговом разряде, к-рое складывается из изменения потенциала в области пространственного заряда (ленгмюровский слой) и в граничной области квазинейтральной плазмы столба. Если на границе ленгмюровского слоя концентрация плазмы n и тепловая скорость электронов v_e таковы, что плотность хаотического тока на анод $j_x \sim env_e$ больше плотности тока разряда ($j_x>j_a$), то падение потенциала в слое является тормозящим для электронов ($\varphi_a<0$), при этом реализуется положительный пространственный заряд. При $j_a \sim j_x$ падение потенциала ускоряет электроны ($\varphi_a>0$) и в слое образуется отрицательный пространственный заряд. См. *Приэлектродные явления*.

Г. А. Дюжев, В. Г. Юрьев.

АНÓДНОЕ СВЕЧÉНИЕ — светящаяся область, наблюдаемая при *электрических разрядах в газах* на аноде. При низких давлениях в тлеющем и слаботочном дуговом разрядах А. с. наблюдается в виде тонкой светящейся плёнки, равномерно покрывающей всю поверхность анода. А. с. своим происхождением обязано процессам девозбуждения атомов газа, возбуждённых электронами, ускоренными на *анодном падении* потенциала. В сильноточных дуговых разрядах в широком диапазоне давлений (от вакуума до атм. давления) вместо равномерного А. с. наблюдается анодное пятно — небольшой, сильно разогретый участок поверхности, на к-рый течёт практически весь ток разряда. Это вызывает испарение атомов с поверхности, а затем их возбуждение и ионизацию. Процессы девозбуждения и деионизации атомов вблизи анода вызывают А. с. См. *Приэлектродные явления*.

Лит.: Грановский В. Л., Электрический ток в газе, М., 1971. *Г. А. Дюжев, В. Г. Юрьев.*

АНОМÁЛИИ в квантовой теории поля (от греч. anōmalía — отклонение, неправильность) — свойство квантовой теории полей (КТП), состоящее в том, что нек-рые законы сохранения, справедливые в классич. теории, перестают выполняться при правильном учёте квантовых эффектов.

Происхождение А. связано с *ультрафиолетовыми расходимостями* КТП, нуждающимися в регуляризации (см. *Регуляризация расходимостей*). Конкретный выбор процедуры регуляризации в КТП, как правило, неоднозначен. При этом в нек-рых случаях регуляризацию невозможно провести так, чтобы удовлетворить одноврем. всем требованиям симметрии исходной классич. теории поля. В результате нек-рые симметрии оказываются нарушенными. Напр., в *квантовой электродинамике* (КЭД) выполняется закон сохранения векторного тока: $\partial j_\mu/\partial x_\mu=0$ (см. *Векторного тока сохранение*), где 4-вектор тока $j_\mu(x)=\bar\psi(x)\gamma_\mu\psi(x)$, $\psi(x)$ — *Дирака поле* электрона (x — пространственно-временнáя точка), γ_μ — *Дирака матрицы*, $\mu=0, 1, 2, 3$, $\bar\psi=\psi^+\gamma_0$, значок плюс означает эрмитово сопряжение (по повторяющемуся индексу μ производится суммирование). Наряду с векторным током в КЭД можно также рассмотреть аксиальный ток $j_{\mu 5}(x)=\bar\psi(x)\gamma_\mu\gamma_5\psi(x)$, где $\gamma_5=i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. В силу *Дирака уравнения* дивергенция аксиального тока $\partial j_{\mu 5}/\partial x_\mu=2im\bar\psi\gamma_5\psi$, где m — масса электрона (используется система единиц, в к-рой $\hbar=c=1$). Из этого ур-ния следует, что в пределе нулевой массы электрона аксиальный ток сохраняется (см. *Аксиального тока частичное сохранение*), что является отражением *киральной симметрии* теории. Однако более аккуратное рассмотрение показывает, что этот вывод неверен. Действительно, в определении аксиального тока стоит произведение антикоммутирующих операторов ψ и $\bar\psi$, взятых в одной точке x. Такое произведение нуждается в доопределении (регуляризации). Если её провести так, чтобы не нарушить закон сохранения векторного тока, то оказывается, что правильное выражение для дивергенции аксиального тока принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}\, j_{\mu 5}(x)=2im\bar\psi(x)\,\gamma_5\psi(x)+\frac{e^2}{16\pi^2}\,\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}F_{\alpha\beta}F_{\gamma\delta}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона ($e^2\approx 1/137$), $F_{\alpha\beta}$ — тензор напряжённости эл.-магн. поля, $\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ — абсолютно антисимметричный тензор, $\varepsilon^{0123}=1$. Т. о., аксиальный ток не сохраняется даже в пределе безмассового электрона. Это явление наз. **аксиальной аномалией**. Оно было обнаружено Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1951 и детально проанализировано С. Адлером (S. Adler) в 1969, см. [1].

Аналогичная аксиальная А. возникает в любой калибровочной теории поля и, в частности, в *квантовой хромодинамике* (КХД), где дивергенция аксиального тока кварков имеет вид, аналогичный (1) с напряжённостью глюонного поля $G^a_{\mu\nu}(x)$ ($a=1, 2, \ldots, 8$ — цветовой индекс) и безразмерной константой связи сильного взаимодействия (*цветовым зарядом*) g вместо напряжённости эл.-магн. поля и электрич. заряда.

Др. важный пример — **дилатационная аномалия** (от англ. dilatation — растяжение, расширение). Любая КТП, в лагранжиане к-рой нет размерных констант, обладает *масштабной инвариантностью*, т. е. инвариантностью относительно растяжения координат $x_\mu \to \lambda x_\mu$ с одноврем. умножением операторов полей на множитель λ в степени, равной размерности поля. Согласно *Нётер теореме*, такой инвариантности в классич. теории поля отвечает сохраняющийся дилатац. ток $D_\mu(x)=x^\nu\Theta_{\mu\nu}(x)$, где $\Theta_{\mu\nu}$ — симметричный тензор энергии-импульса теории. Действительно, в силу ур-ний движения тензор энергии-импульса сохраняется ($\partial\Theta_{\mu\nu}/\partial x_\mu=0$), так что дивергенция дилатац. тока равна следу тензора энергии-импульса, $\partial D_\mu/\partial x_\mu=\Theta^\mu_\mu$, причём последняя величина равна нулю. Однако квантовая теория с безразмерной константой связи содержит логарифмич. УФ-расходимости, к-рые необходимо регуляризовать и перенормировать. В результате конечные регуляризованные выражения оказываются зависящими от нек-рой размерной величины — импульса нормировки, или параметра шкалы, и масштабная инвариантность нарушается. Т. о., с учётом квантовых эффектов $\partial D_\mu/\partial x_\mu=\Theta^\mu_\mu\neq 0$. Напр., в КХД (в пределе нулевой массы кварков) след тензора энергии-импульса пропорционален квадрату напряжённости глюонного поля [2].

Известны также А. суперконформного тока в *суперсимметрии* (см. [3]), конформная А. в конформной теории гравитации [4] и квантовой теории струны [5] и др.

В совр. КТП и теории элементарных частиц А. играют важную роль. В частности, аксиальная А. типа (1) позволяет вычислить вероятность распада π^0-мезона на два фотона, поскольку, согласно *алгебре токов*, поле π^0 совпадает с дивергенцией аксиального тока кварков. Т. к., согласно (1), амплитуда процесса пропорциональна сумме квадратов зарядов кварков, составляющих π^0-мезон, то из сравнения теоретически вычисленного времени жизни π^0 с его эксперим. значением можно определить заряды кварков. Исторически это сопоставление было одним из аргументов в пользу введения дополнит. квантового числа, характеризующего кварки, — *цвета*.

Др. пример — аксиальная А. в *электрослабом взаимодействии*. В отличие от КЭД, в этой теории аксиальный ток непосредственно входит в лагранжиан взаимодействия и т. о. взаимодействует с калибровочным полем. Поэтому наличие А. ведёт к внутр. противоречивости теории, напр. к отсутствию перенормируемости. Между тем в стандартной теории электрослабого взаимодействия лептоны и кварки внутри одного *поколения фермионов* вносят в А. вклады, равные по величине, но противоположные по знаку. Необходимость внутр. согласованности теории (т. е. её перенормируемости) требует сокращения А. Отсюда вытекает, что должно быть одинаковое число дублетов кварков и лептонов. В настоящее время действительно обнаружено по три дублета лептонов и кварков (хотя существование 6-го кварка, t, установлено ещё недостаточно надёжно). Необходимость существования c-кварка, а позднее t-кварка, вытекающая из требования сокращения А., была осознана до эксперим. обнаружения этих частиц. Аналогичные ограничения возникают и для моделей *великого объединения* взаимодействий.

В КХД существует проблема нонета псевдоскалярных мезонов. Из них восемь ($\pi^{\pm,0}$, $K^\pm$, K^0, $\tilde{K}^0$, η) находят объяснение как псевдоголдстоуновские бозоны (см. *Голдстоуна теорема*), связанные со спонтанным нарушением почти точной киральной симметрии исходного лагранжиана КХД. Девятый псевдоскалярный мезон η' гораздо тяжелее остальных восьми и не укладывается в эту схему. Трудность разрешается тем, что аксиальный ток, имеющий квантовые числа η'-мезона, не сохраняется даже в пределе безмассовых кварков из-за аксиальной А. Большая масса η'-мезона является указанием на то, что в вакууме КХД существенны такие флуктуации глюонного поля $G^a_{\mu\nu}$, для к-рых величина

$$Q_t=\frac{g^2}{64\pi^2}\int dt\,dx\;\varepsilon^{\mu\nu\sigma\rho}G^a_{\mu\nu}(t,\,x)\,G^a_{\sigma\rho}(t,\,x),\qquad(2)$$

называемая *топологическим зарядом*, отлична от нуля. Эти флуктуации не учитываются обычной теорией возмущений, для к-рой величина $Q_t=0$. Т. о., в вакууме КХД существенную роль должны играть флуктуации нового типа, напр. *инстантоны*.

Лит.: Обзоры по проблеме аномалий с подробным списком литературы см. в [6, 7]; 1) Джекив Р., Теоретико-полевые исследования в алгебре токов, пер. с англ., в сб.: Лекции по алгебре токов, М., 1977; 2) Collins J., Duncan A., Joglecar S., Trace and dilatation anomalies in gauge theories, «Phys. Rev.», 1977, v. 16 D, p. 438; 3) Nieuwenhuizen P. van, Supergravity, «Phys. Repts», 1981, v. 68 C, p. 189; 4) Fradkin E. S., Tseytlin A. A., Renormalizable asymptotically free quantum theory of gravity, «Nucl. Phys.», 1982, v. 201 B, p. 469; 5) Polyakov A. M., Quantum geometry of bosonic strings, «Phys. Lett.», 1981, v. 103 B, p. 207; 6) Морозов А. Ю., Аномалии в калибровочных теориях, «УФН», 1986, т. 150, с. 337; 7) Бардин У. А., Аномалии, там же, с. 439. *Д. И. Дьяконов.*

АНОМА́ЛИИ МАГНИ́ТНЫЕ — см. *Магнитные аномалии.*

АНОМА́ЛЬНАЯ ДИСПЕ́РСИЯ — см. в ст. *Дисперсия света.*

АНОМА́ЛЬНАЯ РАЗМЕ́РНОСТЬ — число, равное отклонению степени однородности взаимодействующего перенормированного квантового поля при масштабных преобразованиях 4-координат $x_\mu\to\lambda^{-1}x_\mu$ или 4-импульсов $p_\mu\to\lambda p_\mu$, $\mu=0,\,1,\,2,\,3$ (где λ — нек-рая пост. величина) от обычной, канонической, размерности свободного поля (в системе $\hbar=c=1$). Канонич. размерность поля определяется его одновременными перестановочными соотношениями и в импульсных единицах равна 1 для скалярного поля и $^3/_2$ для *Дирака поля*. Если для взаимодействующего поля $\varphi(p)$ справедливо соотношение $\varphi(\lambda p)=\lambda^d\varphi(p)$ (где число d характеризует степень однородности поля φ), то А. р. для скалярного поля $\gamma=d-1$, а для поля Дирака $\gamma=d-{}^3/_2$.

А. р. имеет динамич. природу — зависит от величины и характера действующих сил. Это можно проиллюстрировать на примере поведения волновой ф-ции частицы на малых расстояниях (r) от центра сил в квантовой механике. Если потенциал $V(r)$ в ур-нии Шрёдингера растёт при $r\to 0$ как gr^{-2} (где g — нек-рая постоянная), что соответствует *масштабной инвариантности* на малых расстояниях, то волновая ф-ция частицы в состоянии с орбитальным квантовым числом l ведёт себя как $\psi_l(r)\sim r^{l+\gamma}$, где А. р. $\gamma=\sqrt{(l+{}^1/_2)^2+2mg}-{}^1/_2-l$, т. е. существенно отличается от поведения волновой ф-ции свободной частицы $\psi_l(r)\sim r^l$ (m — масса частицы).

Квантовая теория поля обладает масштабной инвариантностью, если ур-ние движения поля φ не содержит размерных параметров (типа массы), а константа связи g принимает критич. значение g_0, при к-ром *бета-функция* в ур-нии *ренормализационной группы* обращается в нуль. В конформно-инвариантной теории поля (см. *Конформная инвариантность* в квантовой теории поля), характеризующейся исчезновением следа тензора энергии-импульса при $g=g_0$, А. р. является сохраняющейся величиной, зависящей от константы g_0.

Из ур-ний ренормализац. группы следует, что поведение n-частичной *Грина функции* $\Gamma(p_1,\,p_2,\,\ldots,\,p_n)$ при изменении масштаба импульсов в области, где все скалярные произведения p_ip_j ($i,\,j=1,\,2,\,\ldots,\,n$) одного порядка ($\sim p^2$) и много больше квадратов масс частиц, эквивалентно (с точностью до изменения константы взаимодействия) поведению при изменении нормировочного импульса $\varkappa$. Если в пределе $p^2\to\infty$ *инвариантный заряд* $\bar{g}\to g_0$, то

$$\Gamma(p^2,\,g)\to\left(\frac{p^2}{\varkappa^2}\right)^{\gamma(g_0^2)}\Gamma(\varkappa^2,\,g_0),\qquad(1)$$

а показатель степени γ выражается через А. р. операторов всех полей, образующих данную ф-цию Грина.

Понятие А. р. в обобщённом смысле широко используется также в *квантовой хромодинамике* (КХД), несмотря на то, что эта теория не имеет фиксированной критич. точки g_0, а обладает свойством *асимптотической свободы*. А. р. приближённо имеет смысл, если можно пренебречь массами частиц по сравнению с характерными масштабами внеш. импульсов, входящих в задачу. В такой области будет осуществляться приближённая масштабная инвариантность. Так, амплитуды M в КХД, определённые на масштабах $\varkappa_0^2$, преобразуются при изменении масштаба $\varkappa_0^2 \longrightarrow \varkappa^2$ в соответствии с требованиями ренормализац. группы:

$$M(\varkappa^2)=M(\varkappa_0^2)\exp\int_{\varkappa_0^2}^{\varkappa^2}\tilde{\gamma}(\varkappa'^2)\frac{d\varkappa'^2}{\varkappa'^2}. \qquad (2)$$

Зависимость $\tilde{\gamma}$ от $\varkappa^2$ определяется инвариантным зарядом теории, и если он меняется медленно, то $\tilde{\gamma}$ тоже меняется медленно. В частности, при постоянном $\tilde{\gamma}$ ф-ла (2) переходит в ф-лу (1). Поэтому в обобщённом смысле $\tilde{\gamma}$ может быть названа А. р. Так же, как в ф-ле (1), эта величина выражается через А. р. всех операторов, входящих в амплитуду M.

В КХД принято и несколько иное определение А. р. Поскольку $\tilde{\gamma}$ обращается в нуль при отсутствии взаимодействия, то удобно определить

$$\gamma=\lim_{\alpha_s\to 0}\frac{\tilde{\gamma}(\alpha_s)}{\alpha_s}4\pi, \qquad (3)$$

где $\alpha_s(\varkappa^2)$ — *эффективный заряд* КХД, а величина γ в первом приближении уже не зависит от импульсов. Выражение (2) при этом приобретает вид

$$M(\varkappa^2)=M(\varkappa_0^2)\left(\frac{\alpha_s(\varkappa_0^2)}{\alpha_s(\varkappa^2)}\right)^{\gamma/b}, \qquad (4)$$

где $b=11-{}^2/_3N_f$, а N_f — число типов (ароматов) кварков.

А. р. может проявиться при изучении ф-ций Грина квантовой теории поля в глубоко евклидовой области, т. е. при больших пространственноподобных импульсах. Примером физ. процесса, при к-ром наблюдалась приближённая масштабная инвариантность, может служить *глубоко неупругий процесс* рассеяния электрона на протоне. В этом случае моменты *структурной функции* протона изменяются в зависимости от квадрата переданного 4-импульса согласно ф-ле (4).

Существует, однако, ряд величин, к-рые не могут приобретать А. р. Таковы все сохраняющиеся величины и их локальные токи, дивергенции к-рых равна нулю (напр., 4-вектор эл.-магн. тока или тензор энергии-импульса).

Понятие А. р. широко используется также в статистич. физике (в теории конденсиров. сред) для описания поведения характеристик системы (плотности, теплоёмкости, магн. восприимчивости и др.) вблизи темп-ры фазового перехода $T=T_c$, когда длина корреляций $\xi\sim(T-T_c)^{-\nu}$ становится значительно больше атомных размеров и является единств. существ. параметром длины. Изучение А. р. разл. характеристик позволяет судить о степени их зависимости от $(T-T_c)$, т. е. о критич. индексах.

Лит.: Синай Я. Г., Теория фазовых переходов, М., 1980; Ма Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980; Андреев И. В., Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях, М., 1981; Wilson K., Non-Lagrangian models of current algebra, «Phys. Rev.», 1969, v. 179, p. 1499; Индурайн Ф., Квантовая хромодинамика, пер. с англ., М., 1986. *А. В. Ефремов.*

АНОМАЛЬНОГО ПРОПУСКАНИЯ ЭФФЕКТ — резкое уменьшение поглощения части потока излучения в толстом идеальном кристалле при лауэвском пропускании. А. п. э. впервые наблюдался Х. Борманом в 1941 для рентг. лучей (эффект Бормана), позднее исследован для нейтронов, электронов и γ-лучей. Интерпретация А. п. э. предложена М. фон Лауэ (M. von Laue) в 1949.

Обычно интенсивность рентг. лучей при распространении в кристалле экспоненциально уменьшается с глубиной z проникновения излучения в кристалл:

$$G(z)=G_0\exp[-\mu_0(\omega)z], \qquad (1)$$

где G_0 — интенсивность первичного поля; z — координата вдоль направления распространения; $\mu_0(\omega)=\frac{\omega}{c}|\gamma_i^0(\omega)|$ — линейный коэфф. фотоэлектрич. поглощения среды; ω — частота излучения; $\gamma_i^0(\omega)$ — мнимая часть нулевой фурье-компоненты рентгеновской поляризуемости.

Зависимость (1) предполагает пространственную однородность поля излучения в кристалле или нерегулярное строение (искажение) кристалла и правильно описывает ослабление интенсивности излучения при его распространении в кристалле в произвольном (не дифракционном) направлении. Она также верна и при кинематич. *дифракции рентгеновских лучей* в тонком (по сравнению с длиной *первичной экстинкции*) кристалле. Если толщина кристалла $d\gg\mu_0^{-1}$, то, согласно (1), излучение полностью поглощается в нём.

При динамич. дифракции в условиях лауэвского пропускания значит. часть интенсивности поля проходит через толстые ($d\gg\mu_0^{-1}$) кристаллы, практически не ослабляясь. Это явление и наз. А. п. э. При динамич. дифракции в кристалле устанавливается пространственно-неоднородная структура поля с масштабом неоднородности порядка размеров *элементарной ячейки* кристалла. Для правильного описания ослабления интенсивности такого поля показатель экспоненты в (1) должен учитывать не только величину фотоэлектрического поглощения, но и пространственную структуру поля.

Наиб. благоприятным для наблюдения А. п. э. случаем является симметричное лауэвское пропускание s-поляризов. излучения при точном выполнении *Брэгга—Вульфа условия*. При этом отражающие атомные плоскости перпендикулярны входной поверхности кристаллич. пластины, а вектор дифракции g параллелен ей.

Рассмотрим А. п. э. для случая, когда имеется лишь 2 луча — один проходящий и один дифракционный (см. рис. 1 к ст. *Дисперсионная поверхность*). Согласно динамич. теории дифракции, поле в кристалле в этом случае для каждой из двух (s и p) поляризаций (см. *Поляризация света*) состоит из четырёх волн, попарно принадлежащих разным листам дисперсионной поверхности, описывающей зависимость волнового вектора от частоты излучения. Если кристаллографич. плоскости центросимметричного кристалла при точном выполнении Брэгга — Вульфа условия перпендикулярны поверхности кристалла, то суммарная индукция электрич. поля эл.-магн. волны для каждого листа дисперсионной поверхности будет равна

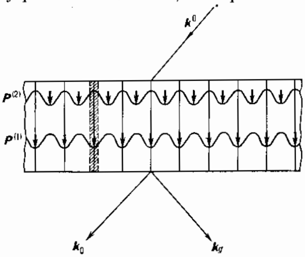
$$D_{s,p}^{(1,2)}\sim\left\{\begin{matrix}\cos(gx/2)\\ i\sin(gx/2)\end{matrix}\right\}e^{i[(k_0+\Delta k_{s,p})r]}e^{-\mu_{s,p}^{1,2}d/(2\cos\vartheta)}, \qquad (1)$$

где ϑ — угол Брэгга, g — вектор обратной кристаллической решётки, k_0 — волновой вектор первичной волны, $|\Delta k_{s,p}|=\frac{\omega}{c}\frac{\chi_r^{(0)}+C_{s,p}\chi_r^{(g)}}{2\cos\vartheta}$ — добавка к z-компоненте вектора k_0 за счёт преломления, $\chi_{r,i}^{(0,g)}$ — действительная (r) и мнимая (i) части фурье-компонент рентг. поляризуемости, $C_s=1$, $C_p=2\cos\vartheta$; линейные коэффициенты поглощения $\mu_{s,p}^{(1,2)}=\mu_0(1\pm C_{s,p}\chi_i^{(g)}/\chi_i^{(0)})$, где $\mu_0=\frac{1}{2}\frac{\omega}{c}\chi_i^{(0)}$. Члены $\sim\chi_{r,i}^{(g)}$ в выражении для $\Delta k_{s,p}$ и $\mu_{s,p}^{(1,2)}$ описывают влияние интерференции на преломление и поглощение излучения при дифракции. Для s-поляризации из-за слабой зависимости $\chi_i^{(g)}$ от $\sin\vartheta/\lambda$ отношение $\chi_i^{(g)}/\chi_i^{(0)}\simeq 1$, так что $\mu_s^{(1)}\simeq 2\mu_0$, а $\mu_s^{(2)}\ll\mu_0$. Следовательно, излучение с $D_s^{(1)}$ поглощается сильнее, а с $D_s^{(2)}$ — слабее, чем в произвольном направлении. Поэтому через кристалл толщиной $d \gg 1/\mu_0$ может проходить только излучение с $D_s^{(2)}$. Прошедшее излучение имеет преимуществен-ную s-поляризацию, так как для p-поляризации $\chi_i^g \cos 2\vartheta/\chi_i^{(0)} < 1$ и А. п. э. выражен слабее. А. п. э. существует во всей угловой области дифракционного отражения, однако при увеличении отстройки $\Delta\vartheta$ от точного угла Брэгга ϑ он быстро ослабляется.

Пойнтинга векторы полей $D_{s,\,p}^{(1,\,2)}$ в соответствии с (1) равны:

$$|\boldsymbol{P}_{s,\,p}^{(1,\,2)}| \sim \left\{ \begin{matrix} \cos^2(gx/2) \\ \sin^2(gx/2) \end{matrix} \right\} e^{-\mu_{s,\,p}^{(1,\,2)} z/\cos\vartheta} \qquad (2)$$

и направлены вдоль атомных плоскостей, а их амплитуды в направлении, перпендикулярном атомным плоскостям, модулированы с периодом, равным межплоскостному расстоянию. Вследствие этого $P^{(1)}$ принимает макс. значения на атомных плоскостях, а $P^{(2)}$ — между ними (рис.). Т. к. осн. вклад в фотоэлектрич. поглощение дают внутр. K- и L-оболочки, электронная плотность



Картина распределения вектора Пойнтинга для полей $D^{(1)}$ и $D^{(2)}$ в совершенном кристалле, атомные плоскости которого перпендикулярны поверхности, при точном выполнении условий Брэгга — Вульфа. k^0 — волновой вектор падающей плоской волны. Потоки энергии направлены вдоль атомных плоскостей и модулированы в направлении оси x так, что для поля $D^{(1)}$ максимумы интенсивности приходятся на атомные плоскости (и поэтому они сильно поглощаются его атомами), а для поля $D^{(2)}$ — между ними (коэффициент поглощения аномально мал). Поскольку потоки энергии направлены вдоль атомных плоскостей, то разделение поля на прошедшую и дифракционную волны происходит при выходе его из кристалла. Пунктиром показано влияние несовершенства структуры кристалла и тепловых колебаний, которые ведут к эффективному увеличению толщины (заштрихованные области) атомной плоскости и, следовательно, сглаживанию эффекта аномального прохождения.

к-рых сосредоточена вблизи атомных ядер, поле $D^{(1)}$ распространяется в области повышенной электронной плотности, взаимодействует со средой и поглощается более интенсивно, а поле $D^{(2)}$ распространяется в области пониженной электронной плотности и взаимодействует со средой менее интенсивно, чем в произвольном, не дифракционном направлении. Этим и обусловлены аномально низкое поглощение в дифракц. направлении и появление резких максимумов на рентгенограмме.

Тепловые колебания атомов в кристалле эффективно увеличивают размеры атомов, так что $\mu_{s,\,p}^{(2)}$ возрастает. Напр., при темп-ре $T \simeq 300$ К

$$\mu_{s,\,p}^{(2)} = \mu_0\left(1 - \frac{\chi_i^{(g)}}{\chi_i^0} e^M\right) \simeq 4\cdot 10^{-2}\mu_0,$$

где e^M — Дебая—Валлера фактор. А. п. э. зависит также от структуры кристалла. Любые отклонения от идеальных условий (атомные плоскости не перпендикулярны кристаллографич. плоскостям, наличие отстройки от точного угла ϑ, дефектов) уменьшают А. п. э. При многолучевой дифракции могут существовать области, где А. п. э. проявляется ещё сильнее.

А. п. э. используется для исследования совершенства строения кристаллов (см. *Рентгеновская топография*) и получения слаборасходящихся пучков монохроматич. поляризов. рентг. излучения. А. п. э. имеет место и для др. излучений.

Лит. см. при ст. *Дифракция рентгеновских лучей.*

А. В. Колпаков.

АНОМА́ЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ плазмы — сопротивление, связанное с развитием разл. токовых неустойчивостей и возникающее, когда плотность тока в плазме превышает нек-рую критич. величину. А. с. плазмы связано только с гибридными электрон-ионными неустойчивостями и по величине существенно превышает обычное классич. сопротивление за счёт парных электрон-ионных соударений. Критич. плотность тока j, при к-рой возникает А. с., обычно выражают через пороговое значение дрейфовой скорости электронов $v_d = j/ne$ (e — заряд электрона, n — их плотность). Наличие дрейфовой скорости у электронов означает, что электронное распределение по скоростям сдвинуто на величину v_d относительно ионного, что и приводит к неустойчивости. Вследствие этой неустойчивости электроны, кроме потери импульса при парных столкновениях, теряют его и при излучении колебаний (волн). Эти колебания поглощаются ионами и передают им свой импульс. Т. о., так же как и при парных столкновениях, происходит передача импульса от электронов к ионам, однако в данном случае она имеет коллективную природу, т. к. осуществляется посредством возбуждаемых при неустойчивости колебаний и волн. Иногда значение дрейфовой скорости, при к-рой возникают неустойчивость и А. с., чрезвычайно мало. Напр., в плазме без магн. поля миним. значение скорости v_d, при к-рой возникает ионно-звуковая неустойчивость (см. *Неустойчивости плазмы*), существенно меньше тепловой скорости электронов и фактически совпадает со скоростью ионного звука в плазме $v_s = \sqrt{T_e/M}$ (T_e — темп-ра электронов, M — масса ионов). Ионно-звуковая неустойчивость представляет собой раскачку продольных эл.-статич. колебаний в плазме с «горячими» электронами и «холодными» ионами ($T_e \gg T_i$). При приближении v_d к тепловой скорости электронов ионно-звуковая неустойчивость плавно переходит в неустойчивость Бунемана.

В плазме, помещённой в магн. поле, возможны токовые неустойчивости с очень низким порогом v_d, значительно меньшим тепловой скорости ионов. Эти неустойчивости возникают, когда ток течёт поперёк магн. поля (неустойчивость Драммонда—Розенблюта, неустойчивость нижнегибридных колебаний).

Осн. проблемой в теории А. с. является установление связи между линейной теорией токовых неустойчивостей и их разл. нелинейными характеристиками. Наиб. употребительной нелинейной характеристикой токовых неустойчивостей является эфф. частота $\nu_{эфф}$ рассеяния электронов колебаниями при нелинейном насыщении роста неустойчивости. Для ионно-звуковой неустойчивости, к-рая играет центральную роль в теории А. с., $\nu_{эфф} = 10^{-2}\,\omega_{pe} v_d T_e/v_T T_i$, где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2/m}$ — плазменная электронная частота, v_T — тепловая скорость электронов, m — масса электронов. Величина аномальной проводимости связана с $\nu_{эфф}$ обычной ф-лой электропроводности плазмы $\sigma_A = ne^2/m\nu_{эфф}$.

Осн. трудности в теории А. с. связаны с тем, что вследствие квазилинейной деформации функций распределения электронов и ионов величины v_d, T_e, T_i уже не имеют своего обычного смысла. При исследовании деформации ионного распределения весьма эффективным оказывается использование т. н. двухтемпературного приближения, т. е. разбиения ионов на две группы — «холодные» ионы, не меняющие своего распределения по скоростям, и «хвост» ионной ф-ции распределения, ускоряемый за счёт взаимодействия с колебаниями. Характерные скорости таких ионов $v \gg$

$\geqslant\sqrt{T_e/M}$, и доли их в ионном распределении пропорциональна $\sqrt{m/M}$. Они создают столь эфф. затухание ионно-звуковых колебаний, что при небольших напряжённостях электрич. поля дрейфовая скорость v_d электронов не превышает пороговой скорости ионно-звуковой неустойчивости, к-рая в этих условиях составляет величину $v_{кр}=\sqrt{T_e/M}\,(m/M)^{1/4}$. Такая ситуация имеет место при наличии хотя бы слабого магн. поля, перпендикулярного току, когда за счёт ларморовского вращения происходит перемешивание электронов. Если же магн. поле параллельно току или вообще отсутствует, то перемешивания не происходит и появляются «убегающие» электроны, ускоряемые электрич. полем. Точное решение задачи о динамике распределения «убегающих» электронов не получено. Наиб. обоснованным представляется предположение, согласно к-рому увеличивается со временем число электронов, вовлекаемых в режим убегания, их дрейфовая и тепловая скорости при больших временах линейно растут, а отношение скоростей приближается к единице. Др. возможность ускорения электронов связана с образованием *двойных электрических слоёв*. Количественная теория А. с. базируется гл. обр. на приближённых оценках и точных решениях нек-рых идеализированных задач.

Лит.: Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Нелинейная теория плазмы, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 7, М., 1973; Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1976; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979. *В. Д. Шапиро. В. И. Шевченко.*

АНОМА́ЛЬНЫЙ МАГНИ́ТНЫЙ МОМЕ́НТ — отклонение величины *магнитного момента* элементарной частицы от «нормального» значения, предсказываемого релятивистским квантовомеханич. ур-нием, описывающим поведение частицы.

Магн. момент элементарной частицы с массой m и зарядом e представляется в виде $\boldsymbol{\mu}=g\cdot\mu_Б\boldsymbol{s}$, где $\mu_Б=e\hbar/2mc$ — *магнетон* для рассматриваемой частицы, $\boldsymbol{s}$ — её спиновый момент (в единицах $\hbar$), g — безразмерный множитель (*g-фактор*), зависящий от типа частицы. Из *теоремы CPT* следует, что частица и античастица имеют одинаковые g-факторы. Для частицы со спином $^1/_2$ из *Дирака уравнения* в пренебрежении *радиационными поправками* следует, что $g=2$ при условии, что эл.-магн. поле введено миним. образом, т. е. с помощью замены $p_\mu\longrightarrow p_\mu-(e/c)A_\mu$ ($\mu=0,\ 1,\ 2,\ 3$), где p — 4-импульс частицы, A — четырёхмерный потенциал поля. Значение $g=2$ отвечает нормальному (дираковскому) магн. моменту частицы со спином $^1/_2$. А. м. м. называют часть, связанную с отклонением g-фактора от 2. Эта часть целиком связана с радиац. поправками.

Измерения интервалов *сверхтонкой структуры* уровней энергии водорода и дейтерия, выполненные в 1947 Дж. Нафе (J. E. Nafe), Э. Нельсоном (E. B. Nelson) и И. Раби (I. I. Rabi), показали отклонения от теории, в к-рой использовалось значение $g=2$ для электрона. Для объяснения этого отклонения Г. Брейт (G. Breit) в 1947 предположил наличие малой — аномальной — поправки к дираковскому значению g-фактора. В 1948 П. Куш (P. Kusch) и Г. Фоли (H. Foley) выполнили прямые измерения g-фактора электрона, подтвердившие предположение Брейта. В этом же году Ю. Швингер (J. Schwinger) показал, что радиац. поправка низшего порядка по постоянной тонкой структуры α в рамках *квантовой электродинамики* (КЭД) приводит к значению $g=2(1+\alpha/2\pi)$, хорошо согласующемуся с измеренным.

А.м.м. частицы со спином $^1/_2$ удобно выражать через т.н. аномалию $a=(g-2)/2$. Измерения аномалии для лептонов — электрона (e^-), позитрона (e^+), положительно и отрицательно заряж. мюонов (μ^+ и μ^-) относятся к числу наиб. точных измерений в физике. Проведены расчёты вклада в a высших радиац. поправок порядка $(\alpha/\pi)^2$ и $(\alpha/\pi)^3$, в т. ч. адронной *поляризации вакуума* и слабого взаимодействия; заканчиваются расчёты поправки порядка $(\alpha/\pi)^4$ для электрона. Соответствующие эксперим. и теоретич. значения хорошо согласуются:

$$a_{e^-}^{эксп}=1\,159\,652\,193\,(4)\cdot10^{-12},$$
$$a_{e^+}^{эксп}=1\,159\,652\,222\,(50)\cdot10^{-12},$$
$$a_{e^-}^{теор}=a_{e^+}^{теор}=1\,159\,652\,460\,(150)\cdot10^{-12},$$
$$a_{\mu^+}^{эксп}=1\,165\,911\,(11)\cdot10^{-9},$$
$$a_{\mu^-}^{эксп}=1\,165\,937\,(12)\cdot10^{-9},$$
$$a_{\mu^+}^{теор}=a_{\mu^-}^{теор}=1\,165\,920\,(2)\cdot10^{-9}.$$

Это подтверждает справедливость КЭД и теоремы CPT. [Теоретич. расчёты выполнены при значении $\alpha^{-1}=137{,}035\,963\,(15)$.]

Для частицы со спином 1 нормальному магн. моменту отвечает значение $g=1$, поскольку такое значение g-фактора следует из *Прока уравнения* при миним. включении эл.-магн. поля. При этом А. м. м. связан с отклонением g-фактора от единицы. Указанное разделение магн. момента частицы со спином 1 на нормальную и аномальную части встречается в литературе, но не является общепринятым. В теории *электрослабого взаимодействия* Вайнберга — Глэшоу — Салама для W-бозона $g=2$.

Для адронов А. м. м. и нормальный магн. момент имеют, вообще говоря, одинаковый порядок величины, поэтому часто оказывается неудобным разделять полный магн. момент на нормальную и аномальную части.

Лит.: Филд Дж., Пикассо Э., Комбли Ф., Проверка фундаментальных физических теорий в опытах со свободными заряженными лептонами, пер. с англ., «УФН», 1979, т. 127, в. 4. *Р. Н. Фаустов.*

АНТЕ́ННА (от лат. antenna — мачта, рея) — преобразователь (обычно линейный) волновых полей; в традиц. понимании — устройство, осуществляющее излучение волн, поступающих к А. либо непосредственно от передатчика, либо через антенно-фидерный тракт (А., работающая в режиме передачи, излучения), или устройство, осуществляющее преобразование падающего излучения и посылку его к приёмнику (А., работающая в режиме приёма, поглощения). В более широком смысле А. можно назвать любой преобразователь волнового поля в неоднородной среде (в волноводах, резонаторах и т. п.), т. е. А. принципиально не отличается от трансформатора мод, преобразующего (по возможности оптимально, т. е. согласованно с окружающим пространством) поле одного типа (напр., моду, бегущую по *линии передачи*) в поле др. типа (напр., моду, излучённую в окружающее пространство). Приёмные и передающие А. по принципу действия идентичны, ибо в любых линейных системах (кроме гиротропных) коэф. преобразования полей взаимны. Однако техн. особенности приёмных и передающих А. могут значительно расходиться из-за различий в предъявляемых к ним эксплуатац. требованиях (предельные мощности, полоса частот, шумы и т. п.).

Далее рассматриваются только радиоантенны, т. е. преобразователи эл.-магн. волн радиодиапазона (с длиной волны λ от 1 мм до неск. км). Естественные и искусственные акустич. и гидроакустич. преобразователи волновых полей (напр., органы излучения и приёма звука у насекомых, животных, человека) — это, по существу, древнейшие А. Появившиеся значительно раньше, чем радиоантенны, оптич. преобразователи волновых полей, во многом стимулировавшие создание ряда типов радиоантенн — линзовых, зеркальных, перископических и т. п. (аналогично тому, как акустич. преобразователи полей стимулировали появление рупорных А.), также имеют право наз. А., однако, в силу исторически сложившихся традиций, в большинстве своём (кроме инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов эл.-магн. волн) так не называются.

Само лат. слово antenna в нач. 20 в. было использовано радиоинженерами для обозначения ДВ-преобразователей эл.-магн. полей — проводов, укреплённых на мачтах.

Появление радиоантенн относится к кон. 19 в. В 1888 Г. Герц (H. Herz), использовав дипольную А. (*Герца вибратор*, рис. 1), получил эл.-магн. волны (λ=0,6—10 м), подтвердив выводы теории Максвелла (см. *Максвелла уравнения*, *Электродинамика классическая*). В 1895—96 А. С. Попов и независимо Г. Маркони (G. Marconi) создали А., использовавшиеся для практич. целей. Антенна Попова, в отличие от симметричного вибратора Герца, была несимметричной, вторым проводником служила Земля (рис. 2). Первоначально функции передатчика (приёмника), линии передачи и собственно А. были совмещены в одном узле, но в дальнейшем А. выделились в самостоят. устройства.

Рис. 1. Вибратор Герца.

Рис. 2. Антенна А. С. Попова.

До 1924 А. создавались в осн. для ДВ и СВ (λ от 200 м до 20 км). Эти А. (рис. 3 и 4) являются развитием и модификацией несимметричной заземлённой антенны

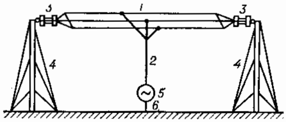


Рис. 3. Схема ДВ-антенны: *1* — горизонтальная часть; *2* — снижение; *3* — изоляторы; *4* — мачты с оттяжками; *5* — передатчик; *6* — заземление.

Попова. В 1924—31 появляются А. для КВ ($\lambda\sim$10—75 м), используемые для дальней связи. Развитие в 1940—50-х гг. теории и техники УКВ- и СВЧ-радиоволн (метровые, дециметровые, сантиметровые, миллиметровые волны), связанное с потребностями радиовещания, телевидения, радиолокации, а затем радиоастрономии и космич. связи, привело к созданию общей теории А. и множества новых типов А., в т. ч. щелевых антенн, диэлектрич. А., *антенных решёток* и *зеркальных антенн*, *антенн переменного профиля*, а также сложных антенных комплексов — *радиоинтерферометров* и систем *апертурного синтеза*.

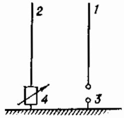


Рис. 4. Схема антенны СВ и ДВ: *1* — активный вибратор (мачта или башня); *2* — пассивный вибратор (мачта или башня); *3* — клеммы передатчика; *4* — элемент настройки.

Излучение радиоволн. В соответствии с *взаимности принципом*, к-рому удовлетворяют поля в любых линейных системах и средах (кроме гиротропных), мн. характеристики передающих и приёмных А. взаимно сопоставимы. В частности, одним из следствий принципа взаимности является совпадение *диаграммы направленности* (ДН) при работе А. на передачу и на приём. Режим работы А. на передачу (излучение) более нагляден, поэтому далее обсуждаются передающие А.

Поле излучения создаётся А. благодаря возбуждённым в ней перем. токам. Это могут быть токи проводимости или поляризации, текущие по разл. элементам А., или условные токи, вводимые в качестве эквивалентов сторонних (т. е. поддерживаемых к.-л. внешним источником) полей $\boldsymbol{E}$ и (или) $\boldsymbol{H}$. Любое векторное поле состоит из вихревых и потенциальных частей, поэтому объёмные плотности электрич. токов $\boldsymbol{j}^e$ представляются в виде суммы $\boldsymbol{j}^e=\boldsymbol{j}^e_{\text{в}}+\boldsymbol{j}^e_{\text{п}}$, $\operatorname{div}\boldsymbol{j}^e_{\text{в}}=0$, $\operatorname{rot}\boldsymbol{j}^e_{\text{п}}=0$. Поле излучения могут создавать только вихревые части токов $\boldsymbol{j}^e_{\text{в}}$, интеграл от к-рых по любой замкнутой кривой (условному или реальному контуру) отличен от нуля $\oint \boldsymbol{j}^e_{\text{в}}\,d\boldsymbol{l}\neq 0$. Поэтому всегда можно ввести вспомогат. векторную величину $\boldsymbol{j}^m$, удовлетворяющую соотношению $\boldsymbol{j}^e=\frac{c}{i\omega}\operatorname{rot}\boldsymbol{j}^m$ и проявляющую себя как нек-рый фиктивный магн. ток. Здесь приняты *Гаусса система единиц* и комплексная запись гармонич. зависимости от времени (ω — угловая частота, c — скорость света в вакууме, фактор $e^{i\omega t}$ опущен).

В простейшем случае однородной среды с пост. магн. μ и диэлектрич. ε проницаемостями определение полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, создаваемых электрич. и магн. токами $\boldsymbol{j}^e$ и $\boldsymbol{j}^m$, сводится к решению двух неоднородных ур-ний Максвелла

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{H}-\frac{i\omega\varepsilon}{c}\boldsymbol{E}=\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}^e,$$

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{E}+\frac{i\omega\mu}{c}\boldsymbol{H}=-\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}^m,$$

к-рые инвариантны относительно замен $\boldsymbol{E}\longrightarrow\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{H}\longrightarrow-\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{j}^e\longrightarrow\boldsymbol{j}^m$, $\boldsymbol{j}^m\longrightarrow-\boldsymbol{j}^e$, $\varepsilon\rightleftarrows\mu$. Следовательно, можно искать только одно решение ($\boldsymbol{j}^e$), получая второе ($\boldsymbol{j}^m$) с помощью указанных замен. Этот метод известен как *двойственности перестановочной принцип*. Два примера использования принципа двойственности особо выделены в теории А.

Первый пример: идеально проводящий экран с отверстием (щелью), на к-ром задана тангенц. составляющая $\boldsymbol{E}_{\text{т}}$. Поле, создаваемое такой дифракц., или щелевой, А., совпадает с полем поверхностного магн. тока $\boldsymbol{j}^m_{\text{пов}}$, текущего по затягивающей отверстие идеально проводящей плёнке и равного

$$\boldsymbol{j}^m_{\text{пов}}=-(c/4\pi)\left[\boldsymbol{n}\boldsymbol{E}_{\text{т}}\right],$$

$\boldsymbol{n}$ — нормаль к поверхности, направленная в сторону искомого поля. Для плоских экранов нужно ввести удвоенный ток $\boldsymbol{j}^m_{\text{пов}}$, текущий в свободном пространстве по площади отверстия.

Второй пример: кольцевой электрич. ток $I^e=\int \boldsymbol{j}^e\,d\boldsymbol{S}$ ($d\boldsymbol{S}$ — элемент сечения проводника), текущий вдоль окружности радиуса $a\ll c/\omega=\lambda/2\pi=\lambda\!\!\!^{-}=k^{-1}$, эквивалентен магн. диполю, направленному по оси рамки, образующему с током $\boldsymbol{j}^e$ правый винт и обладающему магн. моментом $p^m=Q^m l=I^e\sigma/c$, $\sigma=\pi a^2$ — площадь рамки, Q^m — эфф. магн. заряд, l — условная длина. Этот диполь двойствен электрич. диполю, образованному, напр., двумя проволочными штырями с зарядами $\pm Q^e$ (вибратор Герца).

Вибратор Герца (рис. 1) можно рассматривать как элементарный излучатель, поскольку любое распределение тока $\boldsymbol{j}^e(\boldsymbol{r})$ допустимо расчленить на элементы с $l\ll\lambda\!\!\!^{-}$ и локально однородными токами $I^e=\int \boldsymbol{j}^e\,d\boldsymbol{S}$, текущими по тонким ($r\ll l$, $\lambda\!\!\!^{-}$) «трубкам тока». Эти трубки тока, хотя и не замкнуты, но обладают отличными от нуля вихревыми составляющими. Формирование поля таким макродиполем связано с излучением когерентно осциллирующих внутри него электрич. зарядов. Для электрич. диполя, помещённого в начале координат, с дипольным моментом $p=I^e l/i\omega$, ориентированным вдоль оси z, поле вне источника (при $r\gg l$) в вакууме определяется решением ур-ний Максвелла:

$$E_r=\left(\frac{1}{r^3}+\frac{ik}{r^2}\right)2pe^{-ikr}\cos\theta,$$

$$E_\theta=\left(\frac{1}{r^3}+\frac{ik}{r^2}-\frac{k^2}{r}\right)pe^{-ikr}\sin\theta, \qquad (1)$$

$$H_\varphi=\left(\frac{1}{r^2}+\frac{ik}{r}\right)ikpe^{-ikr}\sin\theta.$$

Это поперечно-магн. поле типа ТМ относительно радиального и аксиального направлений (в случае магн. диполя возникает поперечно-электрич. поле типа ТЕ). Вблизи источника, в квазистационарной зоне, $kr=r/\lambda\!\!\!^{-}\ll 1$, помимо компонент поля, уносящих энергию и, следовательно, убывающих с расстоянием как r^{-1}, присутствуют ещё и т. н. поля индукции, убывающие пропорционально r^{-2} и r^{-3}. Это реактивные поля, в них $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ сдвинуты по фазе на $\pi/2$ (как в стоячих волнах), поэтому плотность потока мощности в них (*Пойнтинга вектор* $\boldsymbol{\Pi}=(c/4\pi)[\boldsymbol{EH}]$) осциллирует с удвоенной частотой и в ср. за период $2\pi/\omega=T$ точно равна нулю. Однако без этой части поля невозможно вблизи элементарных источников сформировать бегущие составляющие поля, уносящие энергию. На рис. 5 приведена картина последовательного «отпочкования» полей, построенная в соответствии с ф-лами (1). В первой четверти периода ($0\leqslant t\leqslant T/4$) формируется квазиэлектростатич. поле E_θ, изменение к-рого во времени создаёт азимутальное магн. поле H_φ, ортогональное E_θ; при $t=T/2$ квазистатич. поле E исчезает, но от него отрываются замкнутые сами на себя (и уже чисто вихревые), взаимно «сцепленные» линии E_θ и H_φ, образующие автономную тороидальную ячейку сферически расходящейся волны. Это происходит примерно на расстояниях $r\sim\lambda\!\!\!^{-}$ от диполя, т. е. на такой сфере, по экватору к-рой укладывается целая длина волны в окружающей диполь среде. Это общее свойство любого излучателя, характеризуемого произвольным числом вариаций поля по углу ($\cos n\theta$); отрыв поля излучения происходит с поверхности, наз. *каустикой*, вдоль к-рой укладывается целое число волн, $r=n\lambda\!\!\!^{-}$; при этом фазовая скорость «вращения» такого возмущения по поверхности сравнивается со скоростью света в окружающей среде.

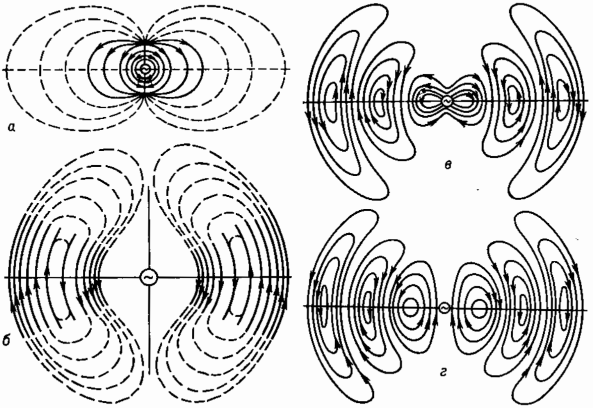


Рис. 5. Электрические силовые линии: *а* — около электрического диполя (при условии постоянства заряда); *б* — *г* — отделившиеся от диполя: *б* — через $^1/_2$ периода колебаний ($^1/_2$) T после подсоединения генератора (заряд на диполе отсутствует); *в* — через ($^3/_8$) T (масштаб изменён); *г* — через ($^7/_4$) T (масштаб изменён).

Реальный вибратор (а также рамка с током) имеют разрывы (рис. 6), куда подключаются идущие от генератора фидерные (обычно двухпроводные) линии передачи. Следовательно, поступление энергии происходит через место такого разрыва, где $\boldsymbol{\Pi}\neq 0$, тогда как всюду на проводящих поверхностях А. (в отсутствие омических потерь) $\Pi_n=0$ ($\boldsymbol{n}$ — нормаль к поверхности).

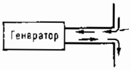


Рис. 6.

Однако при отыскании внеш. поля разрыв можно заменить металлич. поверхностью и пустить по ней поверхностный магн. ток $j^m_{\text{пов}}=-(c/4\pi)[\boldsymbol{n}\boldsymbol{E}_{\text{стор}}]$, где $\boldsymbol{E}_{\text{стор}}$ — заданное стороннее поле на разрыве до замены. Этот ток будет играть роль источника, возбуждающего поле во внешнем по отношению к сплошному металлич. телу пространстве, поэтому создаваемое им поле должно всюду (кроме области, близко примыкающей к месту разрыва) совпадать с полем электрич. тока, фактически текущего по металлу. Отыскание распределения этого тока составляет один из аспектов теории металлич. А. В случае короткого ($l\ll\lambda\!\!\!^{-}$) вибратора ток по нему распределён приближённо однородно, что позволяет выразить полную мощность излучения через амплитуду I:

$$P_{\text{и}}=\sqrt{\varepsilon\mu}\,(kl)^2I^2/3c.$$

По отношению к фидерной линии эта мощность как бы поглощается в нек-ром нагрузочном сопротивлении $R^e_{\text{п}}$, наз. *сопротивлением излучения*, т. е. $P_{\text{и}}=R^e_{\text{и}}I^2/2$, откуда

$$R^e_{\text{п}}=2\sqrt{\varepsilon\mu}\,(kl)^2/3c. \qquad (2)$$

В тех же упрощающих предположениях сопротивление излучения малой рамочной А. ($\sigma\ll\lambda^2$) равно $R^m_{\text{и}}=2(k^2\sigma)^2\sqrt{\varepsilon\mu}/3c$. Эти ф-лы теряют силу при $l>\lambda/2$, когда становятся заметными эффекты запаздывания эл.-магн. возмущений, распространяющихся вдоль проводов.

Элементы теории антенн. Прямая задача теории А. в общем случае состоит в определении поля излучения по заданной эдс, приложенной на «входе» А. При этом «вход» или входную поверхность, через к-рую поступает энергия от генератора, стремятся выбрать там, где поле можно достаточно уверенно считать заданным (сторонним), определяемым только параметрами источника. Поле вдали от А., как правило, нельзя найти без отыскания всего поля, т. е. без решения ур-ний Максвелла с соответствующими граничными условиями (в нестационарных задачах ещё и с нач. условиями) на границах раздела сред с разными ε, μ (или в общем случае для неоднородных ε, μ). Такие краевые задачи чрезвычайно сложны, поэтому теория развивается в двух направлениях: 1) строгое решение (или решение со строго контролируемой точностью) упрощённых модельных задач; 2) приближённое исследование реальных (или близких к реальным) устройств. К первым можно отнести решения для малых по сравнению с длиной волны тел (идеально проводящих или диэлектрических) простейшей формы (шар, цилиндр, эллипсоид). При произвольных размерах строгое решение, напр. для идеально проводящего шара или цилиндра, получается в разделяющихся переменных, но для сфероида это уже невозможно. Однако если сфероид сильно вытянут (что адекватно тонкому симметричному вибратору), удаётся построить схему решения методом логарифмически малого параметра и т. п. Важную роль играют строгие решения, полученные для полубесконечных металлич. систем (метод факторизации) и применённые к отысканию поля излучения открытых концов волноводов. Решена скалярная задача о поле точечного источника в фокусе бесконечного идеального параболич. отражателя. Перечень других таких задач можно позаимствовать в руководствах по теории дифракции и ур-ниям матем. физики.

Приближённые исследования обычно опираются на удачный выбор входной поверхности (поверхности условных или фактич. источников) с тем, чтобы распределение полей на ней можно было бы оценить (или измерить), минуя строгие решения. Напр., в случае металлич. А. произвольной формы входную поверхность можно выбрать совпадающей с поверхностью металла и, оценив возможные распределения токов на А., найти создаваемое ими поле вдали. Или поле на раскрыве рупора (зеркала, волновода и т. п.) можно считать (приближённо) распределённым в согласии с падающим полем от источника (*Кирхгофа метод*). Иногда задачу определения источников (токов) на условных входных поверхностях S наз. в н у т р е н н е й, а задачу определения поля излучения по заданным токам (источникам) — в н е ш н е й. Последняя рассматривается в пространстве, не содержащем элементов А., формирующих излучение, напр. в свободном пространстве, в регулярной части волновода и т. п.

Применение совр. ЭВМ расширило возможности расчётов А. Правильное (истинное) распределение эфф. источников должно удовлетворять нек-рому интегр. ур-нию, получающемуся в результате «сшивания» на S полей внутри и вне S. Разлагая искомый вектор $\boldsymbol{j}^e$ (или $\boldsymbol{j}^m$) в ряд по удобным базисным функциям и преобразуя интегр. ур-ние к матричному, можно, воспользовавшись специально разработанными методами, составить соответствующие алгоритмы и программы. Т. о., возникновение «вычислительной электродинамики», использующей ЭВМ, в какой-то мере объединило метод строгих решений эталонных задач с методом приближённых исследований реальных устройств.

Ниже мы остановимся только на решении внеш. задачи, различая две её разновидности: 1) случай заданных токов; 2) случай полей, заданных на охватывающей А. поверхности S.

Решение ур-ний Максвелла удобно записать через *Герца вектор* $\boldsymbol{\Gamma}(P)$, где P — точка наблюдения (точка поля). Векторы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ связаны с $\boldsymbol{\Gamma}$ ф-лами $\boldsymbol{E}(P) = \varepsilon^{-1}(\nabla\,\mathrm{div} + k^2)\,\boldsymbol{\Gamma}(P)$, $\boldsymbol{H}(P) = i\omega c^{-1}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{\Gamma}(P)$, а сам вектор Герца определяется заданными токами $\boldsymbol{j}^e$:

$$\boldsymbol{\Gamma}(P) = \frac{1}{i\omega}\int_V \boldsymbol{j}^e\,\varphi\,dV + \int_S\left(\varphi\frac{\partial\boldsymbol{\Gamma}}{\partial n} - \boldsymbol{\Gamma}\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)dS, \quad (3)$$

где φ — ф-ция Грина для свободного пространства, $\varphi = R^{-1}\exp(-ikR)$, $\partial/\partial n$ — производная в направлении орта $\boldsymbol{n}$ внешней по отношению к области V нормали к поверхности S (рис. 7, *а*). Здесь R — расстояние

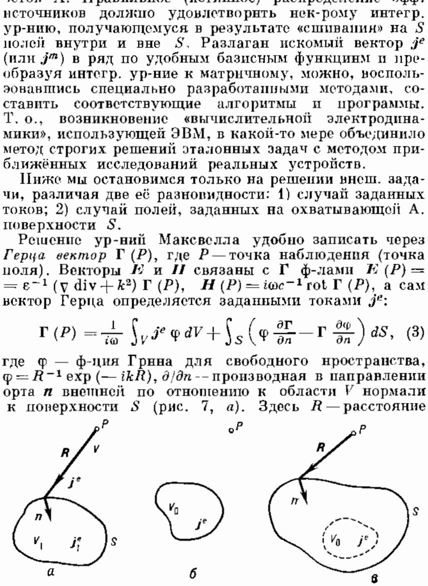


Рис. 7.

между точкой интегрирования (элементом тока) x, y, z и точкой наблюдения P (точкой поля) x', y', z', т. е. $R = [(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{1/2}$. Если выделить занятый А. объём V_0, в к-ром текут токи $\boldsymbol{j}^e$, а поверхность S удалить в бесконечность (рис. 7, *б*), то из (3) получим

$$\boldsymbol{\Gamma}(P) = \frac{1}{i\omega}\int_{V_0} \boldsymbol{j}^e\,\frac{\exp(-ikR)}{R}\,dV. \quad (4)$$

Как видно из (4), каждый элемент тока $\boldsymbol{j}^e dV$ порождает сферически расходящуюся волну вектора Герца, что соответствует ф-лам (1). Если окружающая среда линейна, однородна и изотропна, то каждая из этих волн не будет искажаться и рассеиваться, а общее поле выражается как суперпозиция расходящихся волн.

С помощью принципа двойственности можно получить выражение для магн. вектора Герца, создаваемого магн. токами $\boldsymbol{j}^m$. Произвольное эл.-магн. поле вне источников описывается двумя скалярными величинами, часто в качестве них выбирают декартовы компоненты векторов $\boldsymbol{\Gamma}^e$ и $\boldsymbol{\Gamma}^m$, получая соответственно поля типа ТМ и ТЕ.

Если поверхность S охватывает все токи, а точка наблюдения P находится вне этой поверхности (рис. 7, *в*), то из (3) получим:

$$\boldsymbol{\Gamma}(P) = \int_S\left(\varphi\frac{\partial\boldsymbol{\Gamma}}{\partial n} - \boldsymbol{\Gamma}\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)dS. \quad (5)$$

Поле излучения антенны. Любая система излучающих токов характеризуется тремя параметрами размерности длины: 1) расстоянием r от нек-рого условного центра антенны O до точки P; 2) характерным масштабом распределения тока l (l_x, l_y, l_z); 3) длиной волны λ (или $\lambda\!\!\!^{-}$). Именно соотношения между этими параметрами лежат в основе классификации как самих излучателей, так и «районирования» создаваемых ими полей. Параметр $l/\lambda\!\!\!^{-} = kl$ позволяет выделить сосредоточенные (элементарные, «точечные») источники, размещающиеся в области $l \ll \lambda\!\!\!^{-}$. К ним принадлежат элементарные электрич. и магн. диполи, а также любые их «точечные» комбинации, дающие мультиполи произвольного порядка. С увеличением l система может обнаруживать резонансное поведение, напр. прямые проволочные А. настраиваются в резонанс приблизительно как линии передачи с разомкнутыми концами при $l_z = \lambda/2,\ 3\lambda/2,\ \ldots$, а замкнутые петлевые (рамочные) А. при $l_z = \lambda,\ 2\lambda,\ \ldots$. Распределение токов в А. примерно повторяет распределение в соответствующей линии передачи.

В др. предельном случае систем, развитых в одном или неск. направлениях, говорят о протяжённых одномерных А. ($l_z \gg \lambda$) или об А. с большой апертурой (l_x, $l_y \gg \lambda$), при этом обычно распределения токов в таких А. воссоздают протяжённые участки плоских фазовых фронтов, так что уже в непосредственной близости формируется «чистое» (без квазистационарных добавок) поле излучения прожекторного типа с острой направленностью в дальней зоне (рупоры, линзы, параболич. зеркала и т. п.).

Параметр r/λ определяет характер поля в зависимости от удаления от области источников. На расстояниях $r < \lambda$ (как это видно на примере диполя) в зоне индукции поле представлено в осн. квазистатич. полями, быстро убывающими как r^{-2} и r^{-3} (поля индукции).

На расстояниях $r > \lambda$ в зоне излучения, или в т. н. в о л н о в о й з о н е, практически остаются лишь бегущие волны, поля к-рых убывают как r^{-1} (обычно под волновой зоной понимают лишь д а л ь н ю ю з о н у А.; представляется, однако, более оправданным называть волновой зоной область излучения, т. е. всю область, содержащую чисто бегущие волны, переносящие энергию). В непосредств. близости от А., при $\lambda < r \lesssim l$, распределение поля в известной мере воспроизводит структуру источника, тогда как при $r \gg l$ картина частично унифицируется; начиная с нек-рых r, можно пренебречь различием амплитуд (но не фаз!) сферич. волн, приходящих от разных участков А. Разложение по степеням $lr^{-1} \ll 1$ в амплитуде и по параметру $f = l^2/r\lambda \ll 1$ в фазе даёт следующее приближённое выражение для $\boldsymbol{\Gamma}^e$ вдали от источников: $\boldsymbol{\Gamma}^e \approx (c/i\omega\mu r)\exp(-ikr) \times \boldsymbol{N}^e(r, \theta, \varphi)$, где r, θ, φ — сферич. координаты с центром в точке O (условном центре А.), а $\boldsymbol{N}^e$ — вектор излучения, равный

$$\boldsymbol{N}^e = \int dV\,\boldsymbol{j}^e \exp\{-ik\,[r'\cos\psi - r'^2 r^{-1}(1-\cos^2\psi/8) + \ldots]\},$$

где ψ — угол между радиусом-вектором $\boldsymbol{r}$ точки поля и радиусом-вектором $\boldsymbol{r}'$ точки источника. Отсюда видно, что качество, или «чистота», поля излучения зависит ещё от одного безразмерного параметра, наз. параметром Френеля, $f=l^2/r\lambda$. При $f\simeq1$ волны, пришедшие от разных участков А., ещё различаются направлениями распространения и поэтому, складываясь, создают изрезанную картину распределения амплитуд, локально сходную с распределением в волноводных модах: поле является бегущим в радиальном направлении и, вообще говоря, стоячим по угловым координатам θ и φ (исключение составляют особые случаи мод, вращающихся по θ и φ). Эта область наз. зоной Френеля по аналогии с явлениями дифракции волн. По мере уменьшения f амплитудная изрезанность ослабевает, и мода превращается в локальную плоскую волну ТЕМ-типа по отношению к радиальному направлению. Это — зона Фраунгофера, её наз. также дальней зоной. В ней вектор излучения $\mathbf{N}^e$ становится ф-цией только углов и определяет ДН излучения А.:

$$\mathbf{N}^e(\theta,\varphi)=\int_V \mathbf{j}^e \exp(-ikr'\cos\psi)\,dV,$$

$$E_\theta=-H_\varphi=-(i\omega\mu/4\pi r)\exp(-ikr)\,N_\theta, \qquad (6)$$

$$E_\varphi=H_\theta=-(i\omega\mu/4\pi r)\exp(-ikr)\,N_\varphi.$$

Следовательно, средняя за период колебаний радиальная компонента вектора Пойнтинга Π равна

$$\Pi_r=(\omega^2\mu^2/128\pi^2r^2)\,(|N_\theta|^2+|N_\varphi|^2).$$

В волновой зоне амплитуды полей убывают $\sim r^{-1}$, а плотность потока энергии — как r^{-2}, что есть следствие закона сохранения энергии, ибо суммарный поток энергии через поверхность, охватывающую источник, должен (в средах без поглощения) оставаться постоянным: $\oint \Pi_r dS=\mathrm{const}$. Исключение составляют неоднородные среды и нек-рые особые направления в однородных анизотропных средах, в частности волноводы и разл. линии передачи, где вектор Пойнтинга может вообще не изменяться с удалением от источника. Иногда и неоднородность, и анизотропия возникают в результате нелинейного воздействия излучения на первоначально однородную и изотропную среду (явления самофокусировки, самовоздействия и т. п.).

Любая передающая А., помимо преобразования подводимых к ней эл.-магн. колебаний в поле излучения, ещё и формирует определ. характеристики этого излучения, гл. обр. заданную ДН — угловое распределение амплитуды поля излучения. Это формирование основано на принципе суперпозиции полей, создаваемых разными,

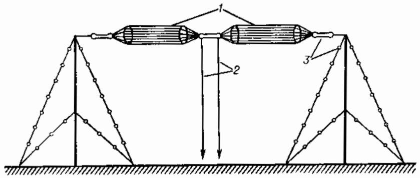


Рис. 8. Диполь Надененко: 1 — диполь; 2 — линии питания; 3 — мачта с оттяжками.

но когерентными источниками. Подбором излучателей (дипольных и мультипольных) и пассивных элементов-рассеивателей, на к-рых дифрагируют поля излучателей, можно создать любую физ. допустимую ДН, однако обычно предпочитают находить оптим. компромисс между точностью воспроизведения ДН и простотой изготовления и регулировки А., её стоимостью, кпд и т. п. Выбор излучателей и рассеивателей, а следовательно, и конструкции А., существенно зависит от диапазона волн. Так, напр., для КВ и ДВ ($\lambda=10$—75 м и $\lambda=2\cdot10^2$—$2\cdot10^4$ м) естественным и технологичным оказывается использование А., близких к диполям — вибраторам с $l\lesssim\lambda$ (рис. 8 и 9) или их сочетаниям в виде т. н. антенных «полей» и решёток с размерами $D\gg\lambda$.

Структура поля системы излучателей зависит от их взаимного расположения, общей конфигурации системы, фазовых и амплитудных соотношений между токами в излучателях и в пассивных элементах и т. д.

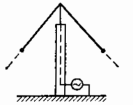


Рис. 9. Антенна-мачта Айзенберга.

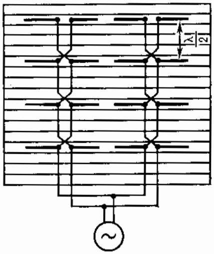


Рис. 10. Фазированная антенная решётка.

Рассмотрим для простоты А., питаемые синфазно. На расстоянии неск. λ от поверхности фазированной антенной решётки (ФАР) (рис. 10) формируется синфазное распределение поля на широкой поверхности (линейный размер $D\gg\lambda$). Эта поверхность наз. излучающим раскрывом или апертурой А. Аналогичная картина имеет место и для синфазно питаемых А. СВЧ-диапазона ($\lambda=10^{-3}$—10 м), в частности для А. т. я. оптич. типа, в к-рых элементарный вибратор с $l<\lambda$ (или его аналог в виде щели, рупора, открытого конца волновода и т. п.) помещается в фокус линзы (линзовая А.) или отражателя (зеркальная А.), формирующих практически синфазные поля на своём раскрыве (плоской поверхности, ограниченной, напр., кромкой зеркала) (рис. 11).

Рис. 11. Однозеркальная параболическая антенна.

Дальнейшая эволюция, к-рую претерпевает поле т. н. волнового пучка, создаваемое широким синфазным раскрывом, показана условно на рис. 12 в параксиальном приближении, т. е. в предположении достаточной угловой «узости» ДН. На близких расстояниях в волновой зоне (практически в пределах $\lambda<r<D^2/f\lambda$, где $f\sim10$—20) синфазность фронта ещё не нарушается

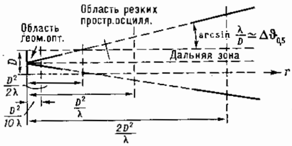


Рис. 12.

и волна ведёт себя почти как плоская. Это зона геом. оптики, или т. н. прожекторный луч, в к-ром сосредоточена практически вся мощность, излучаемая А.

Затем в интервале расстояний $r\sim D^2/\lambda$ происходит существ. нарушение синфазности, сопровождаемое резкими пространственными осцилляциями амплитуд поля, в т. ч. и в направлении распространения, накладывающимися на монотонную зависимость $\sim r^{-1}$. Это, как уже говорилось, промежуточная френелевская область, для каждой точки к-рой на раскрыве А. укладывается неск. зон Френеля.

И, наконец, при $r \gg D^2/\lambda$ волновой фронт становится сферическим, поле убывает как r^{-1} и осцилляции амплитуд в направлении распространения практически исчезают. Это дальняя зона А., где размер первой зоны Френеля становится больше раскрыва А. и где уже можно оперировать с обычным понятием ДН, т. е. зависимости амплитуды поля только от угловых координат.

Параметры антенны. ДН в общем случае записывается как комплексная ф-ция полярного θ и азимутального φ углов:

$$\mathcal{F}(\theta, \varphi) = \mathcal{F}(\theta, \varphi)\, \boldsymbol{e}(\theta, \varphi) \exp[i\Phi(\theta, \varphi)],$$

где $\mathcal{F}(\theta, \varphi)$ — амплитудная ДН, обычно равная 1 в направлении главного максимума, $\boldsymbol{e}(\theta, \varphi)$ — единичная векторная функция, поляризационная ДН, $\Phi(\theta, \varphi)$ — фазовая ДН. Кроме амплитудной, часто используют ДН по мощности $F(\theta, \varphi) = |\mathcal{F}(\theta, \varphi)|^2$ — угл. распределение плотности потока энергии излучения А. в дальней зоне.

Обе эти ДН сложных А. имеют лепестковую структуру, обусловленную интерференцией волн, излучаемых и рассеиваемых разл. элементами А. Там, где синфазно складываются поля всех элементов, формируется максимум, наз. главным. ДН $\mathcal{F}(\theta, \varphi)$ и $F(\theta, \varphi)$ обычно изображают в виде «объёмной», рельефной картины, контурной карты с линиями равных уровней либо с помощью отдельных плоских сечений, чаще всего двух ортогональных плоских сечений, проходящих через направление гл. максимума и векторы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ (рис. 13). Т. к. осн. часть мощности, излучаемой А., сосредоточена в гл. лепестке, направленность излучения характеризуется его шириной, обычно по уровню половинной мощности $\Delta\theta_{0,5}$, иногда — углом между ближайшими нулями. Величина $\Delta\theta_{0,5}$ определяет угловое разрешение А. и может быть приближённо оценена (в радианах) как $\Delta\theta_{0,5} \simeq \lambda/D \ll 1$ (D — размер А. в измеряемом сечении ДН) для остронаправленных А. с максимумом излучения, ориентированным перпендикулярно плоскости излучающего раскрыва (А. с поперечным излучением). Это соотношение совпадает с *Рэлея критерием*, используемым в оптике для оценки разрешающей способности

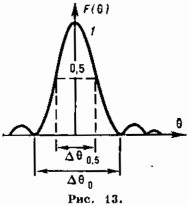


Рис. 13.

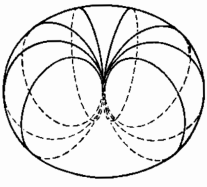


Рис. 14. Диаграммы направленности электрического и магнитного диполей.

систем. В т. н. сверхнаправленных А. это ограничение можно преодолеть за счёт создания резко осциллирующего фазового распределения (неустойчивого к малейшим флуктуациям). Кпд таких А. весьма мал, т. к. подавляющая часть энергии заключена в реактивном поле.

При уменьшении отношения D/λ ДН расширяется, однако даже у предельно малой А. ДН не является полностью изотропной из-за векторного характера эл.-магн. поля (в акустике возможны изотропные ДН). Напр., ДН электрич. и магн. диполей имеет вид тороида, ось к-рого совпадает с осью диполя (рис. 14). Для А., излучающие элементы к-рых расположены вдоль нек-рой оси и питаются со сдвигом фаз, ориентирующих максимум излучения вдоль этой оси, $\Delta\theta_{0,5} \simeq (\lambda/D)^{1/2}$ (А. с продольным излучением).

Кроме главного, ДН содержит боковые и задние лепестки. Формирование этих лепестков удобно проследить на примере осесимметричной зеркальной А., где качественно боковые лепестки можно представить как результат интерференции «краевых волн», отразившихся от противоположных краёв раскрыва. На рис. 15 заштрихованы переходные области границ свет—тень, а кривые — гиперболы, линии пост. разности хода λ, 2λ, ..., $n\lambda$ от противоположных краёв раскрыва, соотв. максимумам первого, второго..., n-го боковых лепестков (т. е. краевые волны от обоих краёв приходят в фазе и их амплитуды складываются). Очевидно, боковой лепесток можно качественно считать сформировавшимся, если соответствующая ему гипербола вышла за пределы заштрихованной области. По мере увеличения номера лепестка гиперболы приближаются к раскрыву А., т. е. дальние боковые лепестки формируются ближе к А. Задние лепестки определяются излучением облучателя А., прошедшим мимо зеркала, и дифракцией этого излучения на краях зеркала. Обычно можно считать, что по мере удаления от А. общая энергия, излучаемая в задние лепестки, остаётся неизменной и лишь перераспределяется по углам. Шероховатости поверхности зеркала и детали конструкции А., рассеивая поле облучателя, приводят к появлению в ДН «фона» бокового и заднего излучения.

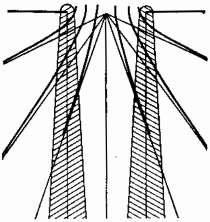


Рис. 15. Формирование боковых лепестков диаграммы направленности.

Кроме ДН по амплитуде и мощности часто используют поляризационные и фазовые ДН. Поляризац. ДН $\boldsymbol{e}(\theta, \varphi)$ — это зависимость поляризации поля (ориентации вектора $\boldsymbol{E}$) от направления в дальней зоне (векторы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ в дальней зоне лежат в плоскости, нормальной к направлению распространения). Различают линейную и эллиптич. (в частности, круговую) поляризацию (см. *Поляризация волн*). Если плоскость, проходящая через $\boldsymbol{e}$ и $\boldsymbol{n}$ (направление распространения), с течением времени не меняет своей ориентации, то поляризация поля линейная, если конец вектора $\boldsymbol{e}$ описывает в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{n}$, эллипс или окружность (по часовой стрелке относительно $\boldsymbol{n}$ — правое вращение, против — левое), то поляризация эллиптическая или круговая. В общем виде поляризац. свойства полей излучения А. удобно описывать такими энергетич. параметрами, как *матрица когерентности* или *Стокса параметры*. Последние имеют размерность плотности потока энергии и могут быть непосредственно измерены, что позволяет экспериментально исследовать поляризац. ДН.

Фазовая ДН $\Phi(\theta, \varphi)$, в отличие от амплитудной, зависит от расположения начала координат на А. Если можно найти такое положение начала координат, относительно к-рого фаза постоянна (не зависит от угла) или скачком меняется на $\pm\pi$ при переходе от одного лепестка ДН к другому, то такое начало координат наз. фазовым центром А. Обладающую фазовым центром А. можно считать источником сферич. волн. В большинстве случаев А. не имеют фазового центра. Поэтому часто вводят условный фазовый центр — центр кривизны поверхности (или линии) равных фаз в заданном (обычно — главном) направлении.

Энергетические параметры излучения антенны. Важными параметрами А. также являются: КНД $D(\theta, \varphi)$, коэффициент усиления $G = D\eta$, где η — кпд А., коэффициент рассеяния β — доля мощности, излучаемой вне гл. лепестка (или любого телесного угла) ДН, ср. уровень боковых лепестков α, а также диапазонность (полоса частот). КНД $D(\theta, \varphi)$ характеризует степень концентрации (выигрыш) по мощности в данном направлении. Он равен отношению мощности, излучаемой в единицу телесного угла в направлении θ, φ (в направлении максимума ДН $D=D_{\text{макс}}$) к ср. мощности, излучаемой А. по всем направлениям: $D(\theta,\varphi)=4\pi F(\theta,\varphi)/\int_{4\pi} F(\theta,\varphi)\,d\Omega=D_{\text{макс}}F(\theta,\varphi)$. Для апертурных А. $D_{\text{макс}}=k\cdot 4\pi/\Delta\theta_{0,5}\Delta\varphi_{0,5}$, где $k\simeq 0,6$—$0,7$ — коэффициент использования А., учитывающий, что часть мощности $\beta(\beta=\int_{\Omega_{\text{бок}}} F\,d\Omega/\int_{4\pi} F\,d\Omega)$ уходит в боковые и задние лепестки, а апертура А. облучается неравномерно. Обычно $D_{\text{макс}}<1/\alpha$, т. е. КНД антенны, выраженный в дБ, не может превышать по абс. величине ср. уровня (в дБ) боковых лепестков. Напр., если $\alpha=10^{-5}$ (т. е.—50 дБ), то $D_{\text{макс}}<10^5$ (50 дБ). Можно определить КНД также путём сравнения с гипотетич. изотропной, ненаправленной А.: КНД — величина, показывающая, во сколько раз мощность $P_{\text{и}}^0$, излучаемая изотропной А., должна быть больше мощности $P_{\text{и}}$, излучаемой данной А., при равенстве полей, возбуждаемых ими в направлении θ, φ.

Значения КНД для разных А. заключены в пределах от 1,5 (элементарный вибратор) и 1,64 (полуволновой вибратор) до 10^8 (зеркальные А. с большим отношением D/λ). Коэф. усиления $G(\theta,\varphi)$ учитывает кпд антенны, т. е. отношение излучаемой мощности $P_{\text{и}}$ к мощности $P_{\text{подв}}$, подводимой к А., $\eta=P_{\text{и}}/P_{\text{подв}}$. По определению коэф. усиления — величина, показывающая, во сколько раз мощность, подводимая к изотропной А. без потерь, должна быть больше мощности, подводимой к рассматриваемой А., чтобы были равны возбуждаемые ими в направлении θ, φ поля.

Т. о., при определении G сравниваются мощности, подводимые к изотропной и рассматриваемой А., в то время как при определении КНД сравниваются излучаемые ими мощности. Излучаемую А. мощность характеризуют сопротивлением излучения $R_{\text{и}}$, эту величину вводят согласно (2). Сопротивление излучения — составная часть входного импеданса А. (отношения комплексных амплитуд напряжения и тока на

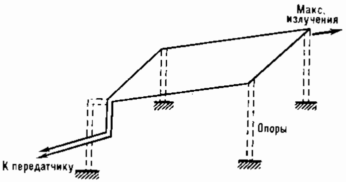


Рис. 16. Ромбическая антенна.

входе А.) $Z=iX+R_{\text{п}}+R_{\text{и}}$, где X — реактивная часть входного импеданса, $R_{\text{п}}$ — сопротивление потерь.

Диапазон частот $\Delta\omega$, в к-ром характеристики А. можно считать практически неизменными, наз. её полосой частот. Напр., ромбич. и логопериодич. А. (рис. 16, 17) — весьма широкополосны. Это важно, напр., в условиях связи через отражения от ионосферы, свойства которой изменяются, что требует изменения λ.

Специфич. параметром передающей А. является допустимая величина излучаемой мощности. Если токовесущие части передающей А. окружены воздухом, то при $E>30$ кВ/см (и нормальном атм. давлении) наступает электрич. пробой. Поэтому предельно допустимая мощность излучения (в 2—3 раза бо́льшая рабочей) определяется из условия $E<30$ кВ/см в точке макс. напряжённости поля вблизи А.

Приёмные А. характеризуются в силу теоремы взаимности теми же параметрами, что и передающие. В частности, ДН антенны в режиме излучения и приёма совпадают. Для приёмных антенн ДН — это зависимость напряжения, тока или мощности на клеммах А. от угла прихода плоской волны. Приёмную А. характеризуют дополнит. параметры: эффективная площадь $\sigma_{\text{эфф}}$ (для одномерных А. — действующая длина или высота), *шумовая температура* $T_{\text{аш}}$, помехозащищённость.

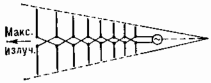


Рис. 17. Логопериодическая антенна.

Если бы вся мощность, падающая на раскрыв А., поглощалась ею, то $\sigma_{\text{эфф}}$ равнялась бы геом. площади $\sigma_{\text{геом}}$ раскрыва А. Поскольку, однако, часть мощности рассеивается, а часть теряется из-за джоулевых потерь, то $\sigma_{\text{эфф}}<\sigma_{\text{геом}}$. Теорема взаимности устанавливает однозначную связь между $\sigma_{\text{эфф}}$ и $D_{\text{макс}}$: $\sigma_{\text{эфф}}=\lambda^2 D_{\text{макс}}/4\pi$. Для элементарных источников по этой ф-ле определяют эфф. раскрыв.

На приёмную А. всегда, кроме полезного сигнала, воздействуют шумы. Шумовая темп-ра $T_{\text{аш}}$ приёмной А. вводится соотношением $kT_{\text{аш}}\Delta\omega/2\pi=P_{\text{вх}}$, где $\Delta\omega$ — полоса частот приёмника, k — постоянная Больцмана, $P_{\text{вх}}$ — мощность шумов на входе приёмника. Величина $T_{\text{аш}}$ обусловлена как собств. шумами А. $\tilde{T}_{\text{ш}}=(1-\eta)\,T_0$ (где T_0 — темп-ра материала А., η — кпд), так и внеш. радиоизлучением: Земли, атмосферы и космич. пространства.

Существенной для высокочувствит. приёмных А. является помехозащищённость, к-рую можно обеспечить, снижая общий уровень боковых лепестков и используя т. н. *адаптивные антенны*, параметры к-рых автоматически изменяются в зависимости от условий работы.

Специфич. параметром приёмной А. является чувствительность к пространств. вариациям падающего поля, или к *пространственным частотам*. Приёмную А. можно рассматривать как линейный фильтр пространственных частот. А. со сплошной апертурой при приёме радиоизлучения распределённого источника формирует усреднённое по ДН радиоизображение этого источника. Если разложить это радиоизображение в спектр по пространственным частотам, то А. «обрезает» высокие частоты, период к-рых меньше ширины ДН (А. «не разрешает» детали меньше λ/D). Для получения возможно более полного спектра пространственных частот, т. е. детального радиоизображения, необходимо увеличивать разрешение, т. е. увеличивать размеры А.

В процессе разработки, производства и эксплуатации А. необходимы измерения их параметров. Методы измерения параметров А. можно разделить на две группы в зависимости от расположения передатчика (приёмника): в дальней зоне А.; в зоне Френеля или в волновой зоне вблизи А., условно — в ближней зоне. Первая группа методов сравнительно просто реализуется при исследовании А. с малыми геом. и электрич. размерами (малы D и D/λ), для к-рых расстояние до дальней зоны составляет единицы или десятки м. Такие А. исследуют в безэховых камерах с использованием методов двух и трёх А., расположенных взаимно в дальней зоне. Для ДВ-, СВ-, и КВ-антенн, а также антенн СВЧ с $D/\lambda\gg 1$ приходится располагать вспомогат. А. (передающую или приёмную) на спец. вышке или летат. аппарате, что весьма сложно и дорого, но в ряде случаев единственно возможно. К первой группе относится также радиоастр. метод, когда в качестве передатчика используются космич. источники радиоизлучения. Ко второй группе относятся метод фокусировки, коллиматорный и амплифазометрич. (радиоголографич.) методы. Метод фокусировки связан с перестройкой А. таким образом, чтобы распределение поля в зоне Френеля повторяло его распределение в дальней зоне. В коллиматорном и амплифазометрич. методах реализуется такой излучатель, к-рый, будучи помещён вблизи от А., создаёт на её раскрыве плоскую волну, что эквивалентно излучению из дальней зоны. Энергетич. параметры А.— КНД, усиление, коэфф. рассеяния весьма точно измеряются с использованием эталонного излучения «чёрного» диска, установленного в дальней либо ближней зоне А.

Типы антенн. Огромный диапазон длин волн, излучаемых или принимаемых А., от десятков км до долей мм, и многообразие областей использования А. (от связи, радиолокации, радиоастрономии до геологии и медицины) обусловили большое разнообразие типов и конструкций А.

Для ДВ, СВ и КВ используются в осн. проволочные и вибраторные А. и их совокупности (в частности, ФАР и антенные «поля»). Примеры таких А. приведены на рис. 3—5, 8—10, 16—18.

Плоская синфазная ФАР относится к поперечным А., излучающим гл. обр. в направлении, перпендикулярном плоскости расположения вибраторов. В этом направлении эл.-магн. волны, излучаемые вибраторами, складываются синфазно, и сюда излучается макс. энергия. Если разность фаз токов в соседних вибраторах постепенно увеличивать вдоль к.-л. направления в плоскости решётки, что эквивалентно созданию бегущей волны тока, то направление максимума ДН будет поворачиваться. Этим пользуются для т. н. качания луча А. в пространстве (сканирования). Др. разновидность вибраторных А.— продольные (одномерные) А., максимально излучающие в плоскости расположения вибраторов (рис. 17, 18). В ДВ- и СВ-антеннах обе функции (создание поля излучения и формирование ДН) выполняют одни и те же элементы — вибраторы.

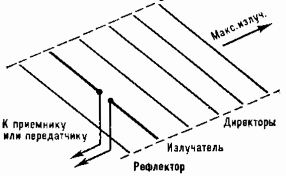


Рис. 18. Антенна «волновой канал».

В А. СВЧ-диапазона эти функции обычно разделяются между отд. элементами: поля излучения по-прежнему создают вибраторы (в т. ч. и возбудители щелей, волноводов и т. п.), но ДН формируется в результате суперпозиции не только полей от излучателей, но и полей, рассеянных на разл. структурах — зеркале, линзе, щели, отверстии рупора и т. д. В А. СВЧ-диапазона можно выделить (условно) ряд типов — рупорные, линзовые, щелевые, диэлектрич., зеркальные, поверхностных волн (импедансные), ФАР, искусств. апертуры, интерферометры, системы апертурного синтеза. Каждый из этих типов содержит множество разновидностей (рупоры: секториальные, пирамидальные, биконич., конич.; линзы: диэлектрич., металлич., металлодиэлектрич.; щели на плоской и неплоской поверхностях; зеркальные А.: параболоиды вращения, сферич А., цилиндры, перисконич. А., А. перем. профиля, рупорно-параболич. А.; А. поверхностных волн: с плоскими, цилиндрич. направляющими элементами; ФАР: эквидистантные, неэквидистантные, многолучевые, с качанием луча, плоские, выпукло-конформные; интерферометрич. системы и системы апертурного синтеза из неподвижных и подвижных А., незаполненные апертуры — кресты, Т-образные, компаунд-интерферометры и т. д.).

Конструктивное выполнение А. ещё более разнообразно: напр., на летательных аппаратах желательны невыступающие А., космич. А. должны учитывать невесомость, автоматически развёртываться и т. д., ряд А. устанавливается под радиопрозрачными укрытиями, А. бывают полноповоротными или неподвижными, стационарными или перевозимыми и т. д.

Весьма существенна форма ДН. Напр., в качестве бортовых А. летательных аппаратов используются слабонаправленные А. с широкой ДН. В А. радиолокац. станций, предназначенных для обзора пространства и вращающихся вокруг вертикальной оси, ДН узкая в горизонтальной плоскости и широкая в вертикальной либо состоящая из множества сканирующих узких лучей. Радиоастр. А. и А. космич. связи должны обладать чрезвычайно высокой направленностью для точного определения координат объекта, что требует увеличения отношения D/λ.

Однако беспредельное наращивание размеров бесполезно, т. к. формирование узкой ДН и реализация большой эфф. площади приёма предъявляют жёсткие требования к точности изготовления и сохранения во времени поверхности А. Отклонение поверхности от заданной должно быть на порядок меньше рабочей длины волны. Для обеспечения этого условия используют, в частности, т. н. гомологич. принцип конструирования, когда при движении зеркала с помощью управляемого ЭВМ перераспределения нагрузок сохраняется заданная форма поверхности, но со смещённым фокусом, куда автоматически перемещается облучатель. Др. радикальными способами повышения разрешающей способности А. являются расчленение А. на отдельные регулируемые элементы [А. перем. профиля, перископические А. (рис. 19), ФАР] и разнесение А., используемых в качестве элементов интерферометрич. систем и систем апертурного синтеза.

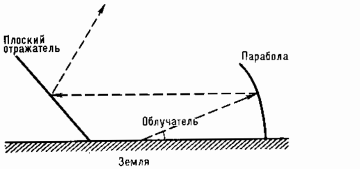


Рис. 19. Перископическая антенна.

К особому классу относятся т. н. малошумящие А., примером к-рых может служить рупорно-параболич. А. (рис. 20). Расположенный в фокусе излучатель облучает часть параболоида, и энергия излучается в пространство через апертуру, ограниченную металлич. зеркалом и конусом, так что энергия облучателя попадает только на зеркало. Уровень боковых и задних лепестков в ДН такой А. весьма мал, а шумовая темп-ра составляет неск. К.

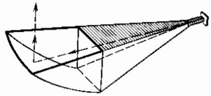


Рис. 20. Рупорно-параболическая антенна.

Характерная особенность совр. техники А.— использование *антенн с обработкой сигналов* (цифровой, аналоговой, пространственно-временно́й, методами когерентной и некогерентной оптики и т. д.). Если излучение принимается А., в к-рой токи от отд. излучателей или участков суммируются в одном тракте, то обработка такого суммарного сигнала связана с потерей информации. В то же время в ФАР, напр., можно обрабатывать отдельно каждый принятый элементами или их совокупностью сигнал и затем подвергать полученные сигналы дополнит. обработке, напр. нелинейной, извлекая максимум информации или меняя в зависимости от времени или от сигнала параметры А. (адаптивные А., динамич. А. с временно́й модуляцией параметров и т. д.). Др. примером А. с обработкой сигнала является А. с «искусств. раскрывом», когда используется движение А., сигнал к-рой обрабатывается в процессе движения методом когерентного накопления. А. с обработкой сигнала применяют в радиоастр. системах апертурного синтеза (см. *Апертурный синтез*, *Антенна радиотелескопа*). Принцип апертурного синтеза заключается в использовании ряда А., последовательно во времени или стационарно занимающих определ. положения. Их сигналы суммируются и перемножаются с разл. взаимными фазовыми соотношениями. В результате обработки на ЭВМ получается информация, эквивалентная таковой при использовании сплошной апертуры, значительно превосходящей апертуры отдельных А. При машинной обработке можно осуществлять сканирование в пределах достаточно широкого лепестка отдельной А. и другие необходимые преобразования ДН. Перспективными являются глобальные наземные и космич. системы апертурного синтеза, объединённые через ИСЗ. Чувствительность и разрешение этих систем позволяют исследовать отдалённые объекты Вселенной.

В 1970-х гг. возник новый тип А., состоящей из решётки облучателей со встроенными полупроводниковыми диодами и осуществляющей одновремен. приём и выпрямление СВЧ-колебаний,— т. н. **ректенна** (от англ. rectifier и antenna). Возникновение ректенн связано с проблемой создания солнечных космич. электростанций: на геосинхронной орбите ($\sim$35800 км над Землёй) размещаются панели солнечных батарей площадью $\sim$10 км^2 каждая, вырабатывающие по 4—5 млн. кВт электроэнергии пост. тока. Эта энергия должна питать мощные СВЧ-генераторы, подсоединённые к передающим А. (активные ФАР с диаметром $\sim$1 км), посылающим на Землю мощный когерентный пучок эл.-магн. волн сантиметрового диапазона (эти волны слабо поглощаются в ионосфере и тропосфере Земли). Это излучение можно принимать на Земле ректеннами с размерами решётки $\sim$7 км.

Лит.: Щелкунов С., Фриис Г., Антенны (Теория и практика), пер. с англ., М., 1955; Фельд Я. Н., Бененсон Л. С., Антенны сантиметровых и дециметровых волн, ч. 1, М., 1955; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; Фрадин А. З., Антенны сверхвысоких частот, М., 1957; Марков Г. Т., Сазонов Д. М., Антенны, 2 изд., М., 1975; Зелкин Е. Г., Построение излучающей системы по заданной диаграмме направленности, М.—Л., 1963; Сканирующие антенные системы СВЧ, пер. с англ., т. 1—3, М., 1966—71; Шифрин Я. С., Вопросы статистической теории антенн, М., 1970; Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д., Синтез излучающих систем, М., 1974; Цейтлин Н. М., Антенная техника и радиоастрономия, М., 1976; Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н., Антенны УКВ, ч. 1—2, М., 1977; Вычислительные методы в электродинамике, пер. с англ., М., 1977; Антенны. Современное состояние и проблемы, под ред. Л. Д. Бахраха и Д. И. Воскресенского, М., 1979; Бахрах Л. Д., Курочкин А. П., Голография в микроволновой технике, М., 1979; Кинг Р., Смит Г., Антенны в материальных средах, пер. с англ., [т. 1—2], М., 1984. *М. А. Миллер, Н. М. Цейтлин.*

АНТЕННА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ — антенна, у к-рой поле на апертуре аналогично полю бегущей волны. А. б. в. используют для приёма (излучения) волновых полей любой природы (эл.-магн., акустич.), но чаще всего в диапазоне радиоволн. Напр., если поле на апертуре А. б. в. описывается ф-лой $a(z, t)=A \exp i(\omega t-\varphi(z))$, где ω — угловая частота, амплитуда A постоянна, а фаза распределена по линейному закону $\varphi(z)=\beta z$, где $\beta=\omega/v_ф$, $v_ф$ — фазовая скорость волны, то $a(z, t)$ совпадает с полем плоской волны (с волновым числом $k=\omega/c$, c — скорость света), падающей на апертуру под углом θ к оси z, при этом $\cos\theta=\beta/k=c/v_ф$. Даже синфазную антенну можно рассматривать как частный вариант А. б. в. с $\beta=0$, $\theta=\pi/2$. В общем случае линейное распределение фазы на апертуре сочетается с разл. изменениями амплитуды (неоднородные бегущие волны). Существуют и такие А. б. в., где применяют распределения с переменной $v_ф$.

Различают А. б. в. с **быстрыми** ($v_ф>c$) и **медленными** ($v_ф<c$) волнами. В первом случае излучение максимально в направлении, соответствующем углу θ к оси z ($\pi/2>\theta>0$) и совпадающем с направлением распространения эфф. плоской волны. В определ. смысле это аналог черенковского излучения. Если А. б. в. одномерна, то поле излучения аксиально симметрично и диаграмма направленности воронкообразная. При $v_ф\to c$ конус прижимается к оси, а при $v_ф=c$ излучение максимально в направлении оси. Такая А. б. в. наз. **антенной осевого излучения**. Её коэф. направленного действия (КНД) может вдвое превышать КНД синфазной антенны ($c/v_ф=0$). При $v_ф<c$ поля, создаваемые элементами раскрыва А. б. в. в направлении максимума диаграммы, т. е. вдоль оси, несинфазны, т. к. синфазное направление лежит в области мнимых углов. С увеличением замедления диаграмма сужается, а КНД возрастает до нек-рого оптим. значения.

Конструктивное исполнение А. б. в. разнообразно. В А. б. в. с быстрыми волнами используют экранированные или открытые линии передачи, в к-рых возбуждаются бегущие моды, задающие требуемые амплитудно-фазовые распределения на расположенных вдоль линии излучателях (щели, штыри и т. п.). В А. б. в. с медленными волнами используют линии, поддерживающие поверхностные волны (диэлектрич., металлич. с диэлектрич. покрытием, гофрированные и т. п.— см. *Замедляющая система*). Важной разновидностью являются **антенны с обратными волнами** (в к-рых фазовая скорость противоположна групповой). А. б. в. обладают неоспоримыми преимуществами при необходимости «вписать» антенну в контуры обтекаемых поверхностей подвижных объектов, такие антенны наз. невыступающими. Применение А. б. в. в диапазоне средних и длинных волн связано, в частности, с возможностью электрич. сканирования диаграммы направленности путём управления фазами на апертуре.

Лит.: Фельд Я. Н., Бененсон Л. С., Антенно-фидерные устройства, ч. 2, М., 1959; Захарьев Л. Н., Леманский А. А., Щеглов К. С., Теория излучения поверхностных антенн, М., 1969; Уолтер К., Антенны бегущей волны, пер. с англ., М., 1970. *К. С. Щеглов.*

АНТЕННА ПЕРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ — многоэлементная *зеркальная антенна*, отражающая поверхность к-рой состоит из большого числа сравнительно небольших подвижных элементов. *Диаграмма направленности* А. п. п. формируется при помощи спец. расположения элементов и облучателя, находящегося в фокусе отражающей поверхности. Поворот диаграммы направленности осуществляется не поворотом отражающей поверхности в целом, как в обычных зеркальных антеннах, а изменением взаимного положения отражающих элементов, т. е. изменением формы отражателя. Этим и объясняется название А. п. п. Возможность изменения формы поверхности используется также для периодич. юстировки А. п. п., регулировки её поверхности с целью получения высокой абс. точности. Кривая, на к-рой устанавливаются центры элементов, изменяется от параболы (при наблюдениях на горизонте) до окружности (при наблюдениях в зените). А. п. п. может работать одновременно по 4 направлениям, при этом в каждом направлении используется до 1/4 всех элементов. Для направлений вблизи зенита можно использовать все отражающие элементы. В А. п. п. осуществлены два принципа: 1) формирование большой отражающей поверхности из небольших, независимо контролируемых элементов, к-рые можно установить друг относительно друга с точностью, значительно превышающей точность изготовления металлоконструкций; 2) использование методов *апертурного синтеза*, позволяющих синтезировать двумерные изображения. Благодаря этому А. п. п. сочетает в себе достоинства зеркальных антенн и систем апертурного синтеза: широкополосность и направленность, т. е. возможность наблюдений на разных частотах с высоким угловым разрешением. Именно поэтому антенна крупнейшего отечеств. радиотелескопа сантиметрового диапазона РАТАН-600 выполнена в виде А. п. п. (см. рис. 6 в ст. *Антенна радиотелескопа*). Он является универсальным и гибким инструментом, пригодным для наблюдения разл. астр. объектов. РАТАН-600 состоит из 895 элементов, располож. по окружности диам. ок. 600 м; работает в диапазоне длин волн от 8 мм до 30 см; разрешение достигает 7″ при длине волны 1,35 см. Неровности поверхности не превышают 0,35 мм. Радиотелескоп может работать одновременно по нескольким научным программам: регулярные наблюдения начались в июле 1974, проводятся наблюдения Солнца, планет и их спутников, Галактики и Метагалактики, осуществляются обзоры неба.

Лит.: Хайкин С. Э. и др., Большой пулковский радиотелескоп, «Изв. ГАО АН СССР», 1960, т. 21, в. 5, № 164; Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н., Радиотелескопы и радиометры, М., 1973; Брауде Б. В. и др., Использование космических источников радиоизлучения для исследования характеристик радиотелескопа РАТАН-600, «Радиотехн. и электроника», 1981, т. 26, № 7; Korolkov D. V., Parijskij Yu. N., The Soviet RATAN-600 radiotelescope, «Sky and Telescope», 1979, v. 57, № 4.

Н. А. Есепкина.

АНТЕ́ННА РАДИОТЕЛЕСКО́ПА — устройство для сбора радиоизлучения космич. объектов. А. р. определяет его чувствительность (минимально обнаружимый сигнал) и угловое разрешение (способность разделить излучение близких друг к другу радиоисточников). Мощность принимаемого сигнала от радиоисточника с плотностью потока радиоизлучения F равна $0,5\,AF$, где A — эфф. площадь антенны, коэф. 0,5 определяется тем, что принимается лишь одна из поляризаций. Минимально обнаружимый сигнал $\delta F = 2kT_{ш}/A\sqrt{\tau\Delta f}$ зависит от величины A, *шумовой температуры* радиотелескопа $T_{ш}$ и радиометрич. выигрыша $\sqrt{\tau\Delta f}$; здесь Δf — полоса частот принимаемого сигнала, τ — время наблюдения источника, k—постоянная Больцмана. Шумовая темп-ра радиотелескопа $T_{ш} = T_{ша} + T_{шр}$ определяется шумовой темп-рой антенны $T_{ша}$ и шумовой темп-рой радиометра $T_{шр}$. Шумовая темп-ра антенны зависит от доли потерь в антенно-фидерном тракте η и вклада радиоизлучения Земли и атмосферы через боковые лепестки *диаграммы направленности* (ДН) антенны: $T_{ша} = \eta T_0 +$
$$+(1-\eta)\int(T_з + T_{ат} + T_ф)\,Dd\Omega\Big/\int Dd\Omega,$$ где T_0—темп-ра окружающей среды, $T_з$ — темп-ра Земли, $T_{ат}$ — эфф. темп-ра атмосферы, $T_ф$ — темп-ра фона космич. радиоизлучения, D — диаграмма направленности А. р. по мощности. Шумы антенны уменьшают при помощи снижения потерь η, охлаждения тракта (понижения T_0) и спец. облучения А. р. (снижения вклада шумов Земли). Угловое разрешение антенны φ_a определяется её ДН, ширина к-рой зависит от размеров антенны d и длины волны λ: $\varphi_a \sim \lambda/d$.

В табл. на с. 102 приведены наиб. характерные типы А. р. и их ДН; там же указана чувствительность антенн к *пространственным частотам*. Конструктивное исполнение антенн существенно зависит от диапазона длин волн и назначения.

Антенны зеркального типа. Осн. элементом антенн этого типа является зеркало, к-рое собирает падающее на него излучение в фокальной точке (параболич. зеркало) либо на фокальной линии (параболич. цилиндр, сферич. зеркало). В фокусе устанавливается облучатель в виде рупора либо цепочки диполей. ДН облучателя формируется так, чтобы облучить всё зеркало (собрать с него всю энергию), но исключить облучение пространства вне его. Этим достигаются макс. использование поверхности зеркала A и миним. уровень шумов $T_{ша}$. Для исключения искажения фронта отражённой волны неровности поверхности зеркала не должны превышать $\lambda/20$. Форма поверхности зеркала должна сохраняться в этих пределах при разных темп-рах, ветровых нагрузках и положении антенны. Эти требования ограничивают размеры зеркал, миним. длину волны и определяют их стоимость, поэтому первые крупные антенны зеркального типа были неподвижными или полуподвижными. Оптимизация параметров радиотелескопов привела к ряду конструктивных решений — созданию *зеркальных антенн* разных типов и классов. Наиб. распространение получили параболич. зеркала.

Антенны с параболическими зеркалами. Первые антенны этого типа были неподвижными (напр., 32-м «земляные чаши» Крымской радиоастр. станции ФИАН, нач. 1950-х гг.) или устанавливались на поворотном устройстве, позволяющем изменять положение антенны лишь по углу места (90-м

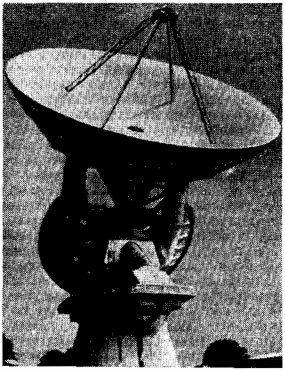


Рис. 1. РТ-43 — наиболее крупный радиотелескоп с экваториальной подвеской 43-м параболического зеркала. США, Национальная радиоастрономическая обсерватория, Грин-Бэнк.

антенна в Грин-Бэнк, США). Перестановка электрич. оси антенны в пределах неск. ДН осуществлялась изменением положения облучателя. В Грин-Бэнк для поворота электрич. оси антенны по азимуту (прямому восхождению) смещают в соотв. направлении облучатель. На Крымской радиоастр. станции облучатель установлен на каретке, обеспечивающей его перестановку в фокальной плоскости в двух направлениях.

Первые полноповоротные радиотелескопы имели традиц. монтировку оптич. телескопов — экваториальное

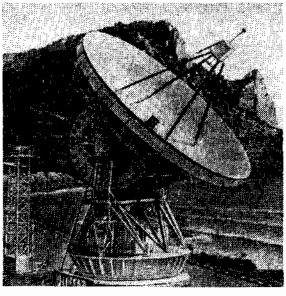


Рис. 2. РТ-22 — прецизионный радиотелескоп с азимут-угломестной монтировкой 22-м параболического зеркала. Крымская астрофизическая обсерватория, Симеиз.

поворотное устройство, обеспечивающее установку антенны в заданном направлении по прямому восхождению и склонению (рис. 1). Компенсация вращения Земли (слежение за источником) осуществлялась равномерным вращением инструмента вокруг оси прямого восхождения, устанавливаемой параллельно оси вращения Земли, т. е. наиб. простым и удобным поворотным устройством, к тому же обеспечивающим сохранение позиц. угла при сопровождении источника. Однако в этом заключается и его недостаток — в ходе наблюдений зеркало поворачивается вокруг своей оси, и под действием сил тяжести возникают несимметричные деформации, искажающие его форму (для крупных зеркал). Поэтому совр. крупные прецизионные радиотелескопы имеют азимут-угломестные поворотные устройства, что впервые было применено в А. р РТ-22 Крымской астрофиз. обсерватории (рис. 2). По той же причине оптики также перешли на аналогичную монтировку (6-м телескоп в станице Зеленчукской на Кавказе). Пересчёт экваториальных координат в азимутальные осуществляется ЭВМ. Это не усложняет систему, т. к. в действительности и в случае экваториальной подвески (для крупных зеркал) необходимо учитывать влияние рефракции и отклонение электрич. оси под действием деформаций, в т. ч. тепловых. Нужно обеспечивать и режим сканирования к.-л. площадки неба, что можно осуществить лишь с помощью ЭВМ.

Обычно радиотелескопы открыты. Для исключения влияния температурных изменений и ветровых нагрузок на зеркало в ряде случаев инструмент помещают внутри купола. Купол может иметь раздвижное окно, как для оптич. телескопа (11-м радиотелескоп на Китт-Пик, США), либо быть сплошным (Хайстекская обсерватория, 37-м радиотелескоп, рис. 3). Недостатками сплошного купола являются поглощение в оболочке и рассеяние на фермах конструкций. А. р. в Хайстеке имеет облегчённую конструкцию, для уменьшения деформации зеркала под действием гравитац. сил применены компенсирующие противовесы. Разработаны спец. конструкции зеркал с азимут-угломестной подвеской, к-рые деформируются под действием гравитац. сил (при изменении угла места), сохраняя свою форму (т. н. гомологич. схема). Меняется лишь фокусное расстояние, это изменение компенсируют смещением облучателя.

Для обеспечения высокого коэф. использования апертуры $K_а$ (отношения эфф. площади A к раскрыву антенны) и низкой шумовой темп-ры антенны $T_{ша}$ используют рупоры разл. типов. Наиб. эффективны т. н. корригированные рупоры, внутр. стенки к-рых прорезаны четвертьволновыми канавками, в этом случае $K_а=0,55-0,7$.

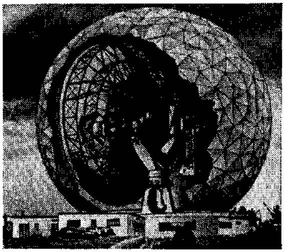


Рис. 3. РТ-37 — 37-м радиотелескоп с облегчённой конструкцией антенны, закрыт куполом. США, Хайстек.

Более удобна в эксплуатации и эффективна по своим параметрам **кассегреновская схема облучения**. В этом случае перед фокальной точкой устанавливается вторичное зеркало гиперболич. формы, к-рое отражает падающее на него излучение во вторичный фокус, расположенный ближе к основанию первичного зеркала. Аппаратура становится доступной в процессе наблюдений, кроме того, облучение вторичного зеркала происходит в направлении приёма сигнала («холодного» неба, а не «горячей» Земли) и шумовая темп-ра антенны $T_{ша}$ получается минимальной. Общая шумовая темп-ра системы 64-м радиотелескопа в Голдстоуне (США) на длине волны 13 см равна 15 К, а $K_а=0,8$. Большое значение $K_а$ достигнуто с помощью корригиров. облучателя и зеркал спец. формы (квазипараболич. и квазигиперболической, рис. 4).

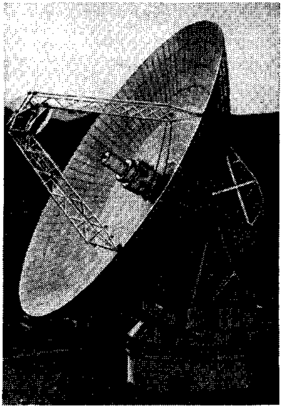


Рис. 4. РТ-64 — 64-м радиотелескоп с системой облучения типа Кассегрена, зеркала имеют квазипараболическую и квазигиперболическую формы. США, Голдстоун.

В **схеме Грегори** используется вторичное зеркало эллиптич. формы, к-рое устанавливается за первичным фокусом, что допускает возможность работы из первичного фокуса без снятия вторичного зеркала. Система Грегори использована на 100-м радиотелескопе в Эффельсберге в ФРГ (рис. 5). Радиотелескопы с параболич. зеркалами работают во всём спектре радиоволн — от метровых до самых коротких миллиметровых. Их угловое разрешение достигает десятков секунд дуги. Зеркала спец. формы использованы в 70-м радиотелескопе в Евпатории.

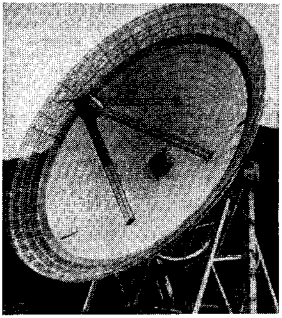


Рис. 5. РТ-100 — 100-м радиотелескоп (гомологическая конструкция зеркала) с системой облучения типа Грегори. ФРГ, Эффельсберг.

Радиотелескопы со сферич. зеркалами имеют неподвижную антенну. Перемещение в пространстве луча антенны осуществляется облучением разных частей зеркала. Для исправления сферич. аберрации используют вторичное зеркало спец. формы либо линейный облучатель с исправлением фазы вдоль его длины. Радиотелескоп в Аресибо (Пуэрто-Рико) имеет сферич. зеркало с радиусом $R=265$ м и диам. раскрыва 305 м. Диаметр эквивалентного параболич. зеркала равен 200 м. Щиты отражающей поверхности установлены на опорах, закреплённых непосредственно в скальном грунте. Это обеспечивает возможность точного выставления щитов и сохранение их положения при разных ветровых нагрузках и темп-рах. Радиотелескоп работает до волн 3-см диапазона. Облучатель антенны закреплён на каретке, движущейся по дуге, расположенной на расстоянии $0{,}5\ R$. Дуга может вращаться относительно оси антенны. Т. о. обеспечивается управление электрич. осью антенны по двум направлениям в пределах $\pm 20°$ от зенита. Система облучения подвешена с помощью тросов в фокальной точке, управление осуществляется с помощью ЭВМ. Рассмотренные антенны имеют цилиндрически симметричные ДН (карандашного типа).

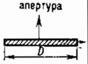
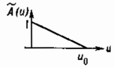
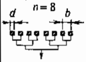
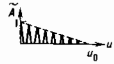
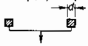
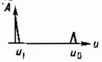
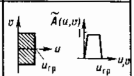
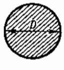
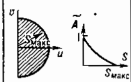
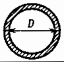
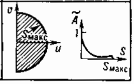
Перископические антенны. Влияние гравитац. поля Земли и жёсткость материалов ограничивают размеры зеркал. Разработаны радиотелескопы, антенны к-рых имеют сравнительно небольшие размеры по вертикали и большие в горизонтальном направлении (в виде усечённого параболоида).

Радиотелескоп Крауса имеет неподвижное параболич. зеркало высотой 21, длиной 110 м и плоский переотражатель, наклон к-рого позволяет устанавливать электрич. ось антенны на разные углы места. Радиотелескоп этого типа построен в Зименках, близ Горького, его прецизионное зеркало параболич. формы имеет размеры 25×2 м. Инструмент работает в миллиметровом диапазоне длин волн. Сопровождение в пределах небольших углов по азимуту осуществляется перемещением облучателя. Для расширения возможностей сопровождения радиотелескоп в Нансе (Франция) имеет зеркало сферич. формы, его размеры 300×35 м, размеры переотражателя 200×40 м. Антенны этого типа имеют плоскую (веерную, или ножевую) ДН и работают на длинах волн миллиметрового и дециметрового диапазонов.

Параболич. цилиндры используют на волнах метрового и дециметрового диапазонов. Вдоль фокальной оси этих зеркал устанавливают диполи. Изменение угла места таких антенн обеспечивают перестановкой (вращением) антенны, а по азимуту — соотв. фазировкой диполей. Антенна этого типа находится в Пущино на радиоастр. станции ФИАН. Этот инструмент работает во всём спектре метрового диапазона, размеры зеркала 40×1000 м. Радиотелескоп в Ути (Индия) работает на частоте 327 МГц. Ось параболич. цилиндра установлена параллельно оси вращения Земли (на склоне холма). Т. о. обеспечивается экваториальная монтировка зеркала. Перестановка электрич. оси радиотелескопа по склонению осуществляется с помощью фазировки диполей, установленных вдоль фокальной линии параболич. цилиндра. Антенна имеет 12 выходов, соответствующих 12 ДН, разнесённых по склонению друг относительно друга на половину своей ширины.

Синфазные антенные решётки обычно применяют на волнах метрового и декаметрового диапазонов. Решётка состоит из диполей с отражателями. Одной из таких антенн является большая синфазная антенна (БСА) на волну 3,5 м на радиоастр. станции ФИАН в Пущино. На декаметровых волнах инструментом такого типа является радиотелескоп в Граково, под Харьковом. Управление электрич. осью антенны осуществляют фазировкой диполей. Антенны этого типа просты в изготовлении и имеют низкую стоимость.

Антенны с незаполненными апертурами. Рассмотренные выше А. р. относятся к антеннам с заполненными апертурами, а измеряемый ими спектр ограничен областью малых пространственных частот. Ширина их ДН определяется площадью антенны. Принципиально иным классом А. р. являются антенны с незаполненными апертурами. Это совр. антенно-вычислит. комплексы, предназначенные для исследования распределения радиояркости объектов космич. радиоизлучения с высоким угловым разрешением. Как правило, они чувствительны к высоким пространственным частотам (табл.). Антенны с незаполненными апертурами имеют

Апертура	Диаграмма направленности	Спектральная чувствительность
Линейная апертура 	$\left(\dfrac{\sin\frac{\pi D}{\lambda}\theta}{\frac{\pi D}{\lambda}\theta}\right)^2$	
Одномерная решетка $n=8$ 	$\left(\dfrac{\sin\frac{\pi d}{\lambda}\theta}{\frac{\pi d}{\lambda}\theta}\right)^2\left(\dfrac{\sin\frac{\pi nb}{\lambda}\theta}{\sin\frac{\pi b}{\lambda}\theta}\right)^2$	
Двухэлементный интерферометр 	$\left(\dfrac{\sin\frac{\pi d}{\lambda}\theta}{\frac{\pi d}{\lambda}0}\right)^2\left(1+\cos 2\pi\frac{D}{\lambda}\theta\right)$	
Крест Миллса 	$\dfrac{\sin\frac{\pi D\theta\cos\varphi}{\lambda}\sin\frac{\pi D\theta\sin\varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi D\theta}{\lambda}\right)^2\cos\varphi\cdot\sin\varphi}$, $\varphi=0$, $\varphi=\pi/2$ – гл. сечения	
Круг 	$\dfrac{J_1^2\left(\frac{\pi D}{\lambda}\theta\right)}{\left(\frac{\pi D}{\lambda}\theta\right)^2}$	
Кольцо 	$J_0^2\left(\frac{\pi D}{\lambda}\theta\right)$	

d, D, b — размеры апертуры; λ — длина волны; θ, φ — углы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях; J_n — функция Бесселя; $u_0=D/\lambda$, $u_1=d/\lambda$, $u_{гр}=D/2\lambda=v_{гр}$, $S=(u^2+v^2)^{1/2}$, $S_{макс}=D/\lambda$.

большое число лепестков, к-рые исключаются спец. методами обработки (см. *Апертурный синтез*).

Радиоинтерферометр является простейшим инструментом этого типа, он чувствителен лишь к одной из пространственных частот, определяемой длиной базы. Меняя длину базы, можно измерить весь спектр пространственных частот исследуемого объекта и по нему построить изображение. Для повышения эффективности наблюдений увеличивают число элементов интерферометра и располагают их в определ. порядке друг относительно друга для исключения повторения одинаковых длин баз. Использование вращения Земли (наблюдения источника при разных позиционных углах) позволяет расширить спектр измеряемых частот. Разработаны разл. типы инструментов с незаполненными апертурами.

Крестообразный радиотелескоп (крест Миллса) состоит из двух взаимно перпендикулярных антенных полос. Каждая из антенн имеет веерную ДН. Корреляц. обработка сигналов, принятых с двух антенн, формирует ДН, определяемую их общей частью. Сформированная ДН с точностью до нулевых пространственных частот соответствует антенне с площадью, равной произведению макс. размеров входящих в неё полос. Примером такого инструмента является крестообразный радиотелескоп в Пущино. Его антенные полосы имеют размеры 40×1000 м. Радиотелескоп в Граково имеет Т-образную форму.

Кольцевой радиогелиограф в Калгурре (Австралия) состоит из 96 элементов, установленных по кругу диам. 3 км. Каждый из элементов представляет собой 13-м полноповоротную антенну с экваториальной монтировкой. Ширина ДН радиотелескопа 3,5′ на частоте 80 МГц. Сигналы от отд. элементов передаются по линиям на коммутирующую систему, к-рая формирует 48 остронаправленных лучей, ориентированных в направлении север — юг. Инструмент используют для исследования структуры Солнца и измерения наиб. сильных радиоисточников.

РАТАН-600 расположен вблизи станицы Зеленчукской (рис. 6). Его антенна — разновидность перископической, состоит из 895 отражателей, установленных по кругу, диам. ~600 м; размеры отражателя по вертикали 7,4 м, по горизонтали 2 м. Отражатели можно перемещать по углу, азимуту и в радиальном направлении. Каждое зеркало следит за источником и отражает падающее на него излучение в фокальную точку. В зависимости от угла места профиль антенны меняется, отсюда и назв. инструмента — *антенна переменного профиля*. Меняется и положение фокальной точки, поэтому в процессе наблюдений облучатель передвигается по радиально установленным рельсам и компенсирует это изменение. Инструмент имеет ножевую ДН, работает в диапазоне сантиметровых волн.

Очень большая антенная решётка (Very Large Array — VLA) построена в 1981 в США (штат Нью-Мексико). Состоит из 27 полноповоротных параболич. антенн диам. 25 м, расположенных вдоль направлений, образующих букву У. Длина плеч 21 и 19 км. Антенны перемещаются по рельсовому пути и занимают одно из 72 фиксиров. положений. Ширина ДН синтезиров. луча 0,1″ при длине волны 1,3 см и 2″ при длине волны 21 см. Инструмент по угловому разрешению превосходит лучшие оптич. инструменты.

Лит.: Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н., Радиотелескопы и радиометры, М., 1973; Матвеенко Л. И., Радиоастрономия, М., 1977 (Астрономия, т. 13). *Л. И. Матвеенко.*

АНТЕННА С ОБРАБОТКОЙ СИГНАЛОВ — приёмная антенная система (как правило, *антенная решётка* или её аналог), где наряду с обычным линейным когерентным суммированием сигналов (или вместо него) применяются нелинейная, адаптивная (саморегулирующаяся) или частотно-временная обработка сигналов и их последоват. накопление во времени. При этом преследуются цели: улучшение разрешающей способности антенны без увеличения её габаритов, снижение уровня боковых лепестков диаграммы направленности (ДН), максимизация отношения сигнал/шум. К рассматриваемому классу относятся антенны с синтезиров. апертурой (см. *Апертурный синтез*), антенны с нелинейной обработкой сигналов и зависящими от времени параметрами, *адаптивные антенны* и др.

Наиболее эфф. применение (в радиолокации и радиоастрономии) нашли антенны с синтезиров. апертурой. Если источник излучения и приёмная антенна движутся друг относительно друга, можно синтезировать апертуру существенно бóльшую, чем собственный раскрыв антенны, производя последовательно во времени приём, накопление и когерентное суммирование сигналов с комплексными весовыми коэф. Фазы весовых коэф. должны компенсировать фазовые сдвиги, обусловленные взаимным расположением и относит. перемещением антенны и источника излучения, а амплитуды весовых коэф.— формировать необходимое распределение амплитуды на синтезиров. апертуре.

К антеннам с нелинейной обработкой сигнала обычно относят приёмные антенные решётки, у к-рых выходной сигнал является произведением (или корреляц. функцией) сигналов от отд. элементов решётки. Их целесообразно использовать при достаточно сильных сигналах от некогерентных источников, а также тогда, когда есть возможность производить накопление сигнала во времени. Поэтому антенны с нелинейной обработкой находят применение в радиоастрономии.

Антенны с зависящими от времени параметрами также выполняются в виде антенных решёток, у к-рых размеры раскрыва или распределение поля в нём периодически модулируются во времени; ДН такой антенной решётки является суперпозицией гармоник, кратных частоте модуляции, причём каждой гармонике соответствует своя парциальная ДН, определ. образом ориентированная в пространстве. Изменения частоты модуляции параметров антенны сопровождаются сканированием парциальных диаграмм.

Применение обратных связей в аналоговой системе когерентной амплитудно-фазовой обработки сигналов, принимаемых элементами антенной решётки, позволяет обеспечить оптим. управление уровнями ДН антенной решётки в направлениях прихода полезных или помеховых сигналов. Такой тип обработки реализуется в адаптивных антеннах.

Лит.: Антенные решетки. Методы расчета и проектирования, М., 1966; Сканирующие антенные системы СВЧ, пер. с англ., т. 1—3, М., 1966—71. *А. А. Лемaнский.*

АНТЕННА С УПРАВЛЯЕМЫМ ЛУЧОМ — антенна, диаграмма направленности (ДН) к-рой может изме-

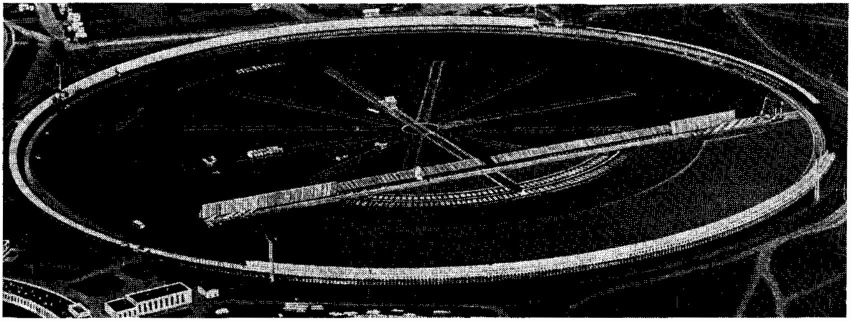


Рис. 6. РАТАН-600 — радиотелескоп с антенной кольцевой формы диаметром 600 м. Станица Зеленчукская, Кавказ.

няться по определ. закону. Эти изменения сводятся, в первую очередь, к перемещению относительно антенны (сканированию) гл. лепестка ДН (луча). Различают механич. и электрич. способы управления. В первом случае сканирование луча осуществляется механич. движением отд. элементов антенны (напр., первичного облучателя зеркала или линзы). Во втором — антенна и её элементы остаются неподвижными, но на рабочей поверхности антенны (апертуре, раскрыве) изменяется распределение эфф. источников (полей, токов). Для сканирования луча достаточно изменить только распределение фаз источников; последнее подбирается близким к тому, к-рое создавалось бы плоской волной, приходящей в направлении гл. лепестка (см. *Взаимности принцип*). При электрич. управлении можно также изменять по определ. закону форму ДН в областях гл. и боковых лепестков. Это достигается с наиб. эффективностью при одноврем. независимых изменениях распределений фаз и амплитуд источников. Электрич. управление чаще всего реализуется в *антенных решётках*. Механич. управление существенно уступает электрическому по быстродействию и поэтому находит применение в осн. для качания луча в секторе, составляющем неск. ширин гл. лепестка. Электрич. управление ДН может сочетаться с механическим. А. с у. л. применяют в радиолокации, навигации и связи.

Лит.: Сканирующие антенные системы СВЧ, пер. с англ., т. 1—3, М., 1966—71. *А. А. Леманский.*

АНТЕ́ННАЯ РЕШЁТКА — совокупность дискретных элементов, каждый из к-рых осуществляет когерентно по отношению к остальным излучение или приём эл.-магн. волн. Простейшими элементами А. р. служат отдельные, обычно слабонаправленные, антенны (вибраторы, щели, спирали, открытые концы волноводов, рупоры и т. п.). Иногда отд. элементы решётки также являются составными, содержащими неск. одинаковых или разнотипных излучателей. В передающей А. р. элементы подсоединяются к источнику эл.-магн. колебаний с помощью системы, осуществляющей возбуждение волн. В режиме приёма элементы А. р. соединяются с приёмным устройством системой суммирования принимаемых сигналов. Система возбуждения может быть многоканальной, причём её разл. каналам соответствуют разл. распределения поля на элементах, а следовательно, и разл. *диаграммы направленности* (ДН) А. р. В А. р. используется фидерный или пространств. способ возбуждения элементов. В первом случае элементы соединяются с передатчиком через линии передачи, во втором — через пространство по схемам линзовой и зеркальной антенн. Аналогично выполняются системы суммирования принимаемых сигналов.

ДН формируется в результате интерференции волн, излучаемых элементами. Если излучатели идентичны и одинаково ориентированы, то ДН можно представить в виде произведения ДН элемента на т. н. множитель решётки, к-рый имеет смысл ДН решётки, образованной изотропными излучателями.

Принципиальной особенностью А. р. является возможность управления её ДН при изменении комплексных амплитуд и поляризации волн, излучаемых элементами. Для формирования узкого луча в заданном направлении фазовые сдвиги между элементами должны соответствовать распределению фаз, создаваемому на А. р. плоской волной, приходящей в этом направлении. Для изменения ориентации луча достаточно изменить сдвиги фаз. Управление ДН можно осуществлять, изменяя частоту излучаемых колебаний (частотное сканирование) либо применяя в элементах А. р. перестраиваемые фазовращатели (фазовый способ управления). И в том, и в др. случае изменяется сдвиг фаз; возможно сочетание этих способов управления.

Если элементы А. р. (или группы элементов) не содержат усилит. устройств, решётка наз. пассивной. Элементы активной решётки содержат усилители мощности (передающая А. р.) или малошумящие усилители (приёмная А. р.). Если регулируются не только фазовращатели, но и усилители, то обеспечивается наиболее эфф. управление ДН — одноврем. за счёт изменения фазовых сдвигов и амплитуд.

В приёмных активных решётках могут использоваться преобразователи частоты, электронно-оптич., аналого-цифровые и др. преобразователи радиосигналов. В этих случаях операции когерентного суммирования и управления комплексными амплитудами выполняет соотв. система обработки информации на промежуточной частоте (оптич. или цифровая). Если система обработки является многоканальной, А. р. может осуществлять одноврем. обзор нек-рого сектора пространства. Иногда прибегают к спец. обработке принятых сигналов, чтобы улучшить разрешающую способность или снизить уровень боковых лепестков (см. *Антенна с обработкой сигналов* и *Адаптивная антенна*).

Перестраиваемые фазовращатели, поляризаторы, усилители, а также преобразователи А. р. являются электрически управляемыми устройствами; поэтому А. р. приобретают ещё одно важное качество — быстродействие. По такому показателю А. р. на неск. порядков превосходят поворотные и механически сканирующие антенны.

Излучатели А. р. можно располагать на поверхностях разл. конфигурации, периодически, неэквидистантно, квазислучайно по отношению друг к другу. А. р. свойственна пространств. дискретность, что ухудшает ДН, в первую очередь, из-за появления в пространстве дифракц. лепестков. Их возникновение можно предотвратить, уменьшая междуэлементные расстояния в периодич. решётке или располагая элементы непериодически (неэквидистантно). Фазированной А. р. свойственна также дискретность изменения фазового распределения поля на излучателях при управлении ДН, поскольку обычно перестраиваемые фазовращатели осуществляют регулировку фаз дискретно. Вследствие этого возникают искажения ДН решётки. Поскольку требуемые дискретные значения фаз и амплитуд воспроизводятся со случайными отклонениями, ДН решётки приобретает паразитную, фоновую составляющую.

Функциональные способности А. р. обеспечили их эфф. использование в радиолокации, технике связи, радиоастрономии. Однако применение А. р. вместо поворотных и механически сканирующих антенн в каждом случае требует обоснования, поскольку А. р. являются более дорогостоящими. При решении простых задач используют антенны, сочетающие функциональные достоинства А. р. и простоту поворотных антенн. Примером могут служить зеркальные антенны с управляемыми облучателями в виде решёток с относительно малым числом элементов.

Лит.: Марков Г. Т., Сазонов Д. М., Антенны, 2 изд., М., 1975; Сканирующие антенные системы СВЧ, пер. с англ., т. 1—3, М., 1966—71; Вольнерт А. Р., Антенные решетки. Опыт классификации, «Радиотехника», 1981, т. 36, в. 10. *А. А. Леманский.*

АНТИБАРИО́НЫ — античастицы по отношению к барионам. А. обладают полуцелым спином (являются фермионами) и отрицат. *барионным числом*. Электрически заряж. А. имеют электрич. заряд, противоположный электрич. заряду соотв. барионов. При одинаковой поляризации спинов бариона и А. их магн. моменты противоположны по направлению. Столкновение А. и бариона может вызвать их *аннигиляцию* в несколько мезонов. Времена жизни (относительно распада) бариона и его А. совпадают. Распады антинейтрона, антигиперонов и А., соответствующих очарованным и красивым барионам, обусловлены слабым взаимодействием, а А., соответствующих барионным *резонансам*,— сильным взаимодействием. В рамках составной — кварковой модели адронов А. рассматриваются как связанные состояния трёх *антикварков*. *М. Ю. Хлопов.*

АНТИВЕЩЕСТВО́ — материя, состоящая из *античастиц*. Ядра атомов А. «построены» из *антинуклонов*, а внеш. оболочка — из *позитронов*. Возможность существования А. следует из инвариантности законов природы относительно преобразования CPT (см. *Теорема CPT*). Вследствие инвариантности сильного взаимодействия относительно *зарядового сопряжения* (C-инвариантности) ядерное взаимодействие между антинуклонами в точности совпадает с соответствующим взаимодействием между нуклонами, что обеспечивает существование ядер из антинуклонов («антиядер»). Антиядра обладают массой и энергетич. спектром такими же, как у ядер, состоящих из соответствующих нуклонов. Электрич. заряды и магн. моменты антиядер равны по величине и противоположны по знаку электрич. зарядам и магн. моментам соответствующих ядер. Вследствие C-инвариантности эл.-магн. взаимодействия эл.-магн. переходы в ядрах вещества и А. совпадают. Эл.-магн. взаимодействие позитронов и ядер А. должно приводить к образованию связанных состояний — атомов А., причём атомы А. и вещества должны иметь идентичную структуру. Вследствие *CP-инвариантности* слабого взаимодействия обусловленное им смешивание атомных или ядерных состояний с противоположной *чётностью* одинаково для вещества и А.

Столкновение объекта, состоящего из вещества, с объектом из А. приводит к аннигиляции входящих в их состав частиц и античастиц. Аннигиляция медленных электронов и позитронов ведёт к образованию γ-квантов, а аннигиляция медленных нуклонов и антинуклонов — к образованию неск. π-мезонов. В результате последующих распадов π^0-мезонов образуется жёсткое γ-излучение с энергией γ-квантов $\gtrsim 70$ МэВ.

Атомы А. пока не наблюдались. В экспериментах на ускорителях были зарегистрированы события образования лёгких антиядер в столкновениях адронов. В 1965 группа амер. физиков под руководством Л. М. Ледермана (L. M. Lederman) наблюдала события образования ядер антидейтерия, в 1970 на протонном синхротроне Ин-та физики высоких энергий в Протвино (близ г. Серпухов) группа сов. физиков под руководством Ю. Д. Прокошкина зарегистрировала неск. событий образования ядер антигелия-3.

На Земле, в Солнечной системе и в непосредственно окружающем Солнечную систему космич. пространстве отсутствует сколько-нибудь заметное кол-во А. Наблюдаемые в космич. лучах позитроны и антипротоны можно объяснить их рождением при столкновениях частиц высоких энергий без привлечения гипотез о существовании макроскопич. областей А. В пользу этого указывает и отсутствие ядер А. в космич. лучах. Непосредств. астр. наблюдение удалённого космич. объекта из-за тождественности спектров эл.-магн. излучения атомов вещества и А. не позволяет установить, состоит этот объект из вещества или А. Астр. проявления звёзд из вещества и звёзд из А. должны быть одинаковыми. Однако при наличии звёзд из А. разл. механизмы потери массы звёздами приводили бы к появлению А. в межзвёздной среде и его аннигиляции с межзвёздным газом. Отсутствие интенсивного γ-излучения, к-рое должно было бы наблюдаться при такой аннигиляции, налагает жёсткое ограничение на концентрацию А. в галактиках (меньше 10^{-15} от концентрации вещества) и в скоплениях галактик (меньше 10^{-6} от концентрации вещества), т. е. наблюдат. данные γ-астрономии указывают на отсутствие заметного кол-ва А. в окружающем нас космич. пространстве вплоть до ближайшего скопления галактик.

Необходимость объяснить отсутствие сильного смешивания вещества и А. в космич. масштабах, меньших скоплений галактик, является существ. трудностью космологич. моделей, предполагающих равное кол-во вещества и А. во Вселенной. С др. стороны, анализ космологич. следствий калибровочных теорий *великого объединения* взаимодействий, предсказывающих процессы с несохранением *барионного числа*, показывает, что неравновесные эффекты нарушения CP-инвариантности в таких процессах на очень ранних стадиях эволюции Вселенной (до первой секунды расширения) могли привести к *барионной асимметрии Вселенной* — к преобладанию во Вселенной вещества. Однако возможность существования макроскопич. областей А. не является пока окончательно исключённой наблюдениями. Такую возможность допускают и нек-рые модели великого объединения со спонтанным нарушением CP-инвариантности, к-рые предсказывают существование макроскопич. областей с преобладанием А.

Проверка существования звёзд из А. может быть в принципе осуществлена средствами нейтринной астрономии. Образование *нейтронных звёзд* сопровождается превращением электронов и протонов в нейтроны с испусканием электронных нейтрино. В звёздах из А. соответствующий процесс является источником электронных антинейтрино. Поэтому регистрация потоков космич. антинейтрино с временными и энергетич. характеристиками, ожидаемыми для потоков нейтрино, образующихся при гравитац. коллапсе в нейтронную звезду, служило бы указанием на образование антинейтронных звёзд. Более точная информация о том, происходила ли аннигиляция А. в ранней Вселенной, может быть получена из анализа её возможного влияния на хим. состав вещества, наблюдаемый в наше время. Эксперим. базис такого анализа составляют проводимые в ЦЕРНе с 1983 эксперименты сов. и итал. учёных по исследованию взаимодействия антипротонов с лёгкими ядрами.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Ограничение на количество антивещества в ранней Вселенной из данных по взаимодействию антипротонов с ^{4}Не, «Краткие сообщения ОИЯИ», 1985, № 6, с. 11; Steigman G., Observational tests of antimatter cosmologies, «Ann. Rev. Astr. Astroph.», 1976, v. 14, p. 339.

М. Ю. Хлопов.

АНТИЗАПО́РНЫЙ СЛОЙ (обогащённый слой) — слой полупроводника с повышенной концентрацией осн. носителей заряда. Образуется у контакта с металлом, у *гетероперехода* или изотипного моноперехода у свободной поверхности. Контакты, образующие А. с., предпочтительны в качестве «омических» для полупроводниковых приборов и образцов с носителями одного знака (см. *Контактные явления в полупроводниках*).

АНТИКВА́РКИ — античастицы по отношению к *кваркам*, составляющие мезонов и *антибарионов*. В соответствии с составной моделью адронов мезоны представляют собой связанные состояния А. и кварка, а антибарионы — связанные состояния трёх А. Спин А. равен $^1/_2$, барионный заряд — $^1/_3$. Электрич. заряд А. противоположен электрич. заряду соответствующего кварка. (В схемах с целочисленными электрич. и барионными зарядами кварков А. также имеют противоположные значения указанных зарядов.) А. приписывается квантовое число аромат, компенсирующий аромат соответствующих кварков. Поэтому в мезонах, состоящих из кварка и его А., аромат исчезает. Такие мезоны обладают, как говорят, «скрытым ароматом» (см. *Кварконий*). А. отождествляются с антитриплетным представлением цветовой группы симметрии $SU(3)$, сопряжённым триплетному представлению этой группы, с к-рым отождествляются кварки. Поэтому три *цвета* А. являются дополнительными по отношению к трём цветам кварков.

М. Ю. Хлопов.

АНТИКОММУТА́ТОР — билинейная операция, заданная в линейном пространстве L с определённым для его элементов возведением в целую степень и сопоставляющая паре элементов A, B из L третий элемент $[A, B]_+$, вычисляемый по след. правилу:

$$[A, B]_+ = [(A+B)^2 - A^2 - B^2].$$

Круглые скобки можно раскрывать, только если в L определена операция умножения, тогда

$$[A, B]_+ = AB + BA.$$

Пространство L с заданным на нём А. наз. **йордановой алгеброй**. Такие алгебры используют в алгебраич. теории наблюдаемых для физ. системы. Важнейшим примером йордановой алгебры служит множество самосопряжённых операторов, действующих в гильбертовом пространстве квантовых состояний. В терминах А. формулируются канонические перестановочные соотношения операторов рождения и уничтожения для статистики Ферми — Дирака. *В. Н. Сушко.*

АНТИНЕЙТРИНО ($\tilde{\nu}$, $\bar{\nu}$) — античастица по отношению к нейтрино. Эксперим. данные показывают, что с электроном и мюоном ассоциируются два разл. типа нейтрино и соответственно два типа А.: электронное ($\tilde{\nu}_e$) и мюонное ($\tilde{\nu}_\mu$). Предполагается, что *тяжёлому лептону* (τ) отвечает свой сорт нейтрино и, следовательно, существует и τ-лептонное А. ($\tilde{\nu}_\tau$). Принято определять А. как лёгкий нейтральный лептон, образующийся в процессах слабого взаимодействия вместе с соответствующим отрицательно заряженным лептоном. Напр., $\tilde{\nu}_\mu$ определяется как частица, рождающаяся вместе с μ^- в распаде $\pi^- \to \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$. Такое определение А. предполагает, что каждому типу лептонов соответствует своё сохраняющееся *лептонное число* (электронное, мюонное, τ-лептонное). Спин А. равен $^1/_2$. Во всех наблюдавшихся процессах рождения и взаимодействия А. обладает определённой — п р а в о й — *спиральностью.* Вопрос о существовании А. с левой спиральностью остаётся открытым. Этот вопрос особенно важен в связи с возможным наличием у нейтрино массы. Если масса нейтрино — дираковская (т. е. нейтрино описывается четырёхкомпонентной волновой ф-цией, удовлетворяющей *Дирака уравнению*), то должны существовать и состояния А. с левой спиральностью. Если масса нейтрино — майорановская (т. е. нейтрино — массивная майорановская частица), то нейтрино оказывается истинно нейтральным фермионом и наблюдаемые состояния нейтрино и А. являются разными спиральными состояниями одной *истинно нейтральной частицы.*

М. Ю. Хлопов.

АНТИНЕЙТРОН ($\tilde{n}$, $\bar{n}$) — античастица по отношению к нейтрону. А. электрически нейтрален имеет спин $^1/_2$ и массу, равную массе нейтрона. Магн. моменты А. и нейтрона равны по абс. величине, но противоположны по направлению (по отношению к их спинам). А. имеет *барионное число* $B = -1$. Столкновение медленного А. с нуклоном вызывает их аннигиляцию преимущественно с образованием нескольких (5—6) π-мезонов. В отсутствие вещества свободный А. нестабилен по отношению к распаду на антипротон, позитрон и электронное нейтрино. В соответствии с *CPT*-инвариантностью квантовой теории поля (см. *Теорема CPT*) время жизни А. относительно такого распада совпадает с временем жизни нейтрона относительно распада на протон, электрон и электронное антинейтрино.

А. был впервые зарегистрирован в 1956 Б. Корком (B. Cork), Г. Ламбертсоном (G. Lambertson), О. Пиччони (O. Piccioni) и У. Венцелем (W. A. Wenzel) в опытах по рассеянию пучка антипротонов в веществе. Антипротоны рождались при взаимодействии энергичных протонов с ядрами вещества, при этом пара из антипротона и протона ядра превращалась в пару $n\tilde{n}$ (процесс перезарядки). Рождение А. идентифицировалось по регистрации продуктов его аннигиляции с нуклоном.

Лит.: Корк Б. и др., Антинейтроны, полученные путём перезарядки антипротонов, «УФН», 1957, т. 62, с. 385.

М. Ю. Хлопов.

АНТИНУКЛОН — античастица по отношению к нуклону. Ядерное взаимодействие между А. может приводить к образованию ядер атомов *антивещества*, а между А. и нуклоном — к образованию *бариония.*

АНТИПОДЫ ОПТИЧЕСКИЕ — см. *Оптические изомеры.*

АНТИПРОТОН ($\tilde{p}$, $\bar{p}$) — античастица по отношению к протону. Масса и спин А. такие же, как у протона, барионное число $B = -1$. Электрич. заряд (и магн. момент) А. отрицателен и равен по абс. величине электрич. заряду (магн. моменту) протона.

А. был впервые обнаружен экспериментально в 1955 О. Чемберленом (O. Chamberlain), Э. Сегре (E. Segrè), К. Вигандом (C. Wiegand) и Т. Ипсилантисом (T. Ypsilantis) в Беркли (США) на ускорителе протонов с макс. энергией 6,3 ГэВ. Вследствие сохранения барионного числа рождение А. должно сопровождаться рождением протона, поэтому для рождения А. необходимо, чтобы суммарная кинетич. энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс превышала энергию покоя пары протон-А. Это условие выполнялось на ускорителе в Беркли для соударения протонов с ядрами мишени. Опыт был поставлен след. образом. Пучок протонов из ускорителя падал на медную мишень, в к-рой в результате взаимодействия протонов с ядрами меди рождались разл. частицы. Магниты отбирали отрицательно заряженные частицы (преим. π^--мезоны), отклоняя их в направлении черенковских счётчиков, измерявших скорость частиц. Отождествление частицы с А. проводилось по величине её массы, к-рая определялась из соотношения между импульсом (измеряемым по отклонению в магн. поле) и скоростью частицы. В опыте рождалось неск. А. на 10^{11} столкновений протонов с мишенью.

В отсутствие вещества А., как и протон, с очень высокой степенью точности стабилен. В веществе «время жизни» медленного А. определяется скоростью его *аннигиляции.*

Кулоновское взаимодействие между А. и ядрами может вызывать образование антипротонных атомов — связанных водородоподобных систем (см. *Адронные атомы*). На малых расстояниях между А. и нуклоном действуют ядерные силы притяжения, к-рые могут приводить к образованию связанной системы А.— нуклон (*бариония*). В результате сильного (ядерного) взаимодействия между А. и антинуклонами могут образовываться ядра *антивещества*, а в результате эл.-магн. (кулоновского) взаимодействия между А. и позитроном — атомы антиводорода.

К сер. 80-х гг. на ускорителях получают пучки А. высоких энергий, вплоть до 270 ГэВ (в столкновениях протонов высоких энергий с ядрами выход $A \gtrsim 1\%$). Результаты исследования взаимодействия таких А. с нуклонами показывают, что с ростом энергии А. его аннигиляция с нуклонами становится всё менее вероятной, а полное сечение $\tilde{p}N$-взаимодействия (в согласии с *Померанчука теоремой*) всё более сближается с сечением pN-взаимодействия.

Согласно кварковой модели адронов (см. *Кварки*), А. состоит из трёх конституентных антикварков: двух $\tilde{u}$-кварков и одного $\tilde{d}$-кварка.

Рождение пар протон-А. наблюдается не только в столкновениях адронов, но и в столкновениях встречных пучков электронов и позитронов с энергиями выше 1 ГэВ. Экспериментально установлено, что относит. вероятность рождения А. растёт с ростом энергии пучков e^+e^- и при энергии ок. 30 ГэВ составляет неск. десятков процентов. Столь большая вероятность может быть объяснена фрагментацией в адроны жёстких *глюонов*, вероятность рождения к-рых с ростом энергии увеличивается.

Длительное существование А. возможно только при низкой плотности нуклонов — в *накопителях* заряж. частиц, а также в космич. пространстве.

Наблюдение А. в космич. лучах указывает на наличие космических источников А. Таким источником может быть взаимодействие высокоэнергичных частиц космич. лучей с межзвёздным веществом. А. могут также рождаться, напр., в оболочке пульсара при взаимодействии с её веществом высокоэнергичных частиц, ускоряемых магн. полем пульсара, а также в окрестности активного ядра Галактики. В связи с превышением наблюдаемого потока космич. А. (особенно в области энергий <1 ГэВ) над ожидаемым от естеств. источников обсуждались такие возможные механизмы рождения А., как испарение первичных чёрных дыр, рождение А. в распадах или при аннигиляции гипотетич. тяжёлых метастабильных частиц (напр., *гравитино*, *фотино*), предсказываемых нек-рыми моделями *великого объединения* и *супергравитации* и др. Последний механизм может служить основой проверки по космологич. следствиям таких предсказаний этих моделей, к-рые не могут быть непосредственно проверены в совр. лабораторных условиях (напр., масс гипотетич. суперсимметричных частиц; см. *Суперсимметрия*), но могут отражаться в астрофизич. данных, напр. о распространённости лёгких элементов во Вселенной.

Лит.: Чемберлен О. и др., Наблюдение антипротонов, пер. с англ., «УФН», 1956, т. 58, с. 685; Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981; Chechetkin V. M., Khlopov M. Yu., Sapozhnikov M. G., Antiproton interaction with light elements as a test of GUT cosmology, «Rev. Nuovo Cim.», 1982, v. 5, № 10. *М. Ю. Хлопов.*

АНТИПРОТО́ННЫЙ А́ТОМ — см. в ст. *Адронные атомы.*

АНТИРЕЗОНА́НС магнитный — совокупность явлений, обусловленных обращением в нуль при определ. частоте ω_A (частоте А.) действительной части (μ') магн. проницаемости $\mu(\omega)$ магнетика: $\mu(\omega)=\mu'(\omega)+\mu''(\omega)$. Наиболее интересное проявление А.— существенное (во много раз) возрастание толщины скин-слоя $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega(\mu''+\sqrt{(\mu')^2+(\mu'')^2})}$ магн. металла (см. *Скин-эффект*), т. е. глубины проникновения в него эл.-магн. волны (σ — уд. электропроводность). В результате металл на частоте А. обладает селективной прозрачностью (эффект был предсказан в 1959 [1], обнаружен в 1969 [3]). Частота А. $\omega_A=\gamma B$, где γ — гиромагн. отношение, B — магн. индукция ($\boldsymbol{B}=\boldsymbol{H}+4\pi\boldsymbol{M}$; $\boldsymbol{H}$ — напряжённость магн. поля, $\boldsymbol{M}$ — намагниченность единицы объёма). Для наблюдения А. необходимо, чтобы различие между ω_A и частотой ферромагнитного (или пара-, антиферромагнитного) резонанса ω_R значительно превышало ширину линии резонанса $\Delta\omega_R$. Т. к. $\gamma H \leqslant \omega_R \leqslant \gamma\sqrt{HB}$, то требуется, чтобы $\Delta\omega_R \ll 4\pi\gamma M$. Благодаря этому условию, наиболее удобными объектами для наблюдения и исследования А. оказываются ферромагнетики при H порядка нескольких кЭ. А. служит для исследования релаксац. процессов [зависимости $\mu''(\omega)$ у ферромагн. металлов].

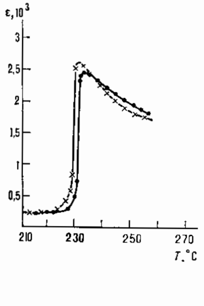
Коэф. прохождения P (по интенсивности) эл.-магн. волны частоты $\omega \approx \omega_A$ через пластину ферромагн. металла толщиной d (см. [2]):

$$P=\frac{c^2}{4\pi\sigma^2 d^2}\cdot\frac{2x^2}{\sin^2 x+\mathrm{sh}^2 x};\quad x=\left(\frac{\sigma d^2}{\beta c^2}\cdot\frac{B}{M}\left|\omega-\omega_A\right|\right)^{1/2},$$

β — множитель порядка 1, зависящий от поляризации падающей на пластину эл.-магн. волны.

Лит.: 1) Каганов М. И., Селективная прозрачность ферромагнитных плёнок, «ФММ», 1959, т. 7, с. 288; 2) его же, то же, «Письма в ЖЭТФ», 1969, т. 10, с. 336; 3) Гейнрих Б., Мещеряков В., Прохождение электромагнитной волны через ферромагнитный металл в области антирезонанса, там же, 1969, т. 9, с. 618.

АНТИСЕГНЕТОЭЛЕ́КТРИКИ — термин, обозначающий обычно диэлектрики, не являющиеся сегнетоэлектриками, но обладающие определ. спецификой электрич. свойств. Осн. признак А.— наличие структурного фазового перехода, сопровождающегося значит. аномалией диэлектрич. проницаемости (рис.). Темп-ра перехода обычно сильно зависит от электрич. поля, так что переход может осуществляться при наложении поля, а не за счёт изменения темп-ры кристалла. Т. к. переход в А., как правило, является переходом 1-го рода, то наблюдается скачкообразное изменение поляризации P при изменении поля E, а в целом зависимость $P(E)$ имеет вид т. н. двойной петли гистерезиса (см. *Гистерезис сегнетоэлектрический*).

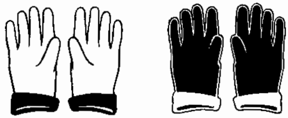


Типичными А. являются $PbZrO_3$, $NH_4H_2PO_4$, $NaNbO_3$, WO_3.

Лит.: Кенцит В., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, пер. с англ., М., 1960; Сонин А. С., Струков Б. А., Введение в сегнетоэлектричество, М., 1970; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 4, М., 1981, с. 202—05. *А. П. Леванюк.*

АНТИСИММЕТРИ́Я — симметрия объектов не только по геом. координатам в пространстве, но и по добавочной дискретной негеом. переменной, к-рая может принимать лишь 2 противоположных значения: ± 1. В 3-мерном пространстве при наличии А. объект описывается координатами его точек x_1, x_2 и x_3 и дополнит. переменной $x_4=\pm 1$, к-рую удобно интерпретировать условно как «цвет» точки — чёрной или белой; если белым (чёрным) точкам одного объекта соответствуют чёрные (белые) точки геометрически равного ему другого объекта, то объекты антисимметричны. Физ. величинами, которые можно описывать переменной x_4, являются знак заряда, направление спина и т. н. А. впервые введена Г. Хеешем (H. Heesch) (1929), её полная теория развита А. В. Шубниковым (1951).

Операция изменения переменной x_4, при к-рой объект меняет знак («цвет»), но остаётся неподвижным, тождественным самому себе в пространстве, наз. операцией антиотождествления и обозначается $1'$ (1 — операция обычного отождествления, так что $1'^2=1$). В А. имеются 4 вида равенства между геометрически равными объектами: отождествление, зеркальное равенство, антиотождествление, зеркальное антиравенство (рис.). Зеркальное отражение m меняет хиральность объекта,



а б в г

Типы равенства в антисимметрии: *а — а*, *б — б*, . . .— отождествление; *а — б*, *в — г* — зеркальное равенство; *а — в*, *б — г* — антиотождествление; *а — г*, *б — в* — зеркальное антиравенство.

превращая его из правого в левый и наоборот; операции антиотождествления $1'$ соответствует изменение «цвета», а отражение с переменой «цвета» — операция $m1'=m'$ — меняет одновременно и хиральность и «цвет» объекта. Из любой операции симметрии g_i в трёхмерном пространстве можно построить «антиоперацию» $g_i'=g_i1'$.

Аналогично обычным элементам симметрии можно ввести элементы А., каждый из к-рых одноврем. с геом. преобразованием осуществляет изменение знака 4-й переменной. Группы А. содержат как операции обычной симметрии, так и операцию А. Операции обычной симметрии образуют подгруппу индекса 2 в любой группе А.: $G'=G+1'G$.

Существует 58 «чёрно-белых» точечных групп А. кристаллов $G_0^{3,1}$ и 32 «серые» (нейтральные) группы А., а также 32 «одноцветные» группы, совпадающие с обычными кристаллографич. точечными группами. В физ. интерпретации группы А. являются точечными группами *магнитной симметрии* кристаллов.

Пространственные трижды периодич. группы А. $G_3^{3,1}=Ш$ (т. н. шубниковские группы) являются асимметричным расширением обычных фёдоровских пространств. групп $G_3^3=Ф$, описывающих атомную структуру кристаллов. Групп $G_3^{3,1}$ всего 1651. Из них 1421 (кроме «серых») применяются, в частности, для описания расположения спинов атомов в кристаллах, обладающих магн. свойствами. А. является одним из обобщений обычной симметрии и может быть формально сведена к одному из вариантов симметрии в 4-мерном пространстве. Др. обобщение А.— *цветная симметрия*. В теории кратной А. вводятся дополнит. переменные $x_5 = \pm 1$, $x_6 = \pm 1$, ..., каждая из к-рых описывает определ. признак объекта.

Лит.: Шубников А. В., Копцик В. А., Симметрия в науке и искусстве, 2 изд., М., 1972; Шубников А. В., Симметрия и антисимметрия конечных фигур, М., 1951; Копцик В. А., Шубниковские группы, М., 1966; Хамермеш М., Теория групп и ее применение к физическим проблемам, пер. с англ., М., 1966 (таблицы групп А. на с. 89); Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 1, М., 1979. *Б. К. Вайнштейн.*

АНТИСТО́КСОВА ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — *фотолюминесценция*, длина волны к-рой меньше длины волны возбуждающего света (т. е. фотолюминесценция, не подчиняющаяся *Стокса правилу*). При А. л. излучённые кванты обладают энергией большей, чем кванты возбуждающего света. Увеличение энергии квантов происходит за счёт энергии теплового движения атомов.

Для люминесцирующих молекул при изменении длины волны возбуждающего света в пределах электронной полосы поглощения спектр люминесценции не зависит от длины волны возбуждающего света. Эта независимость обусловлена быстрой (по сравнению с *временем жизни* возбуждённого электронного уровня) релаксацией энергии по колебат.-вращат. подуровням электронного состояния. В частности, при возбуждении в длинноволновой части *спектральной полосы* поглощения некрая часть энергии люминесценции приходится на более коротковолновую антистоксовую область. В этом случае возбуждающий квант $h\nu_в$ атом поглощает из возбуждённого колебат. состояния

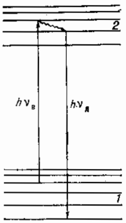


Схема возбуждения А. л. $h\nu_в$ — квант возбуждающего фотолюминесценцию излучения; $h\nu_л$ — квант А. л. *1* и *2* — основной и возбуждённый электронные уровни энергии.

основного электронного уровня *1* (рис.). На возбуждённом электронном уровне *2* энергия распределяется по колебат. подуровням в соответствии с темп-рой вещества. При обратном переходе молекула может перейти на нижний колебат. подуровень основного электронного уровня и испустить кванты с энергией $h\nu_л > h\nu_в$.

Т. к. при А. л. в световую энергию переходит энергия теплового движения атомов, происходит охлаждение вещества (э ф ф е к т о п т и ч. о х л а ж д е н и я). Этот эффект становится существенным в разреженном газе при возбуждении фотолюминесценции лазерным излучением с частотой, соответствующей длинноволновой части доплеровского контура спектральной линии поглощения. Такие кванты благодаря эффекту Доплера будут поглощаться атомами, летящими навстречу лучу света; при этом атомы получают импульс квантов и тормозятся. При люминесценции эти атомы испускают кванты с частотой, соответствующей центру доплеровского контура линии, т. е. с большей энергией, чем кванты возбуждающего света. С помощью оптич. охлаждения за счёт А. л. можно понизить кинетич. энергию отд. ионов до величин, соответствующих температурам до 10^{-2} К [3].

Передача кинетич. энергии атомов излучению не противоречит второму началу термодинамики, т. к. излучение люминесценции не является равновесным. Происходящее при этом понижение энтропии вещества меньше, чем рост энтропии излучения вследствие расширения спектра и телесного угла, в к-ром распространяется излучение люминесценции [2].

А. л. иногда может возникать также при поглощении квантов света двумя центрами люминесценции и передачей энергии обоих возбуждений на один центр (*кооперативная люминесценция*).

Лит.: 1) Степанов Б. И., Грибковский В. П., Введение в теорию люминесценции, Минск, 1963; 2) Ландау Л. Д., О термодинамике фотолюминесценции, Собр. трудов, т. 2, М., 1969, с. 26; 3) Neuhauser W. и др., Visual observation and optical cooling of Electrodynamically contained ions, «Appl. Phys.», 1978, v. 17, p. 123. *Э. А. Свириденков.*

АНТИФЕРРОМАГНЕТИ́ЗМ

Содержание:

1. Основные проявления антиферромагнетизма веществ

А.— магнитоупорядоченное состояние кристаллич. вещества, в к-ром все или часть соседних атомных магн. моментов направлены так (как правило, антипараллельно), что суммарный магн. момент элементарной магн. ячейки кристалла равен нулю (или составляет малую долю атомного момента). Ось, вдоль к-рой ориентированы антиферромагнитно-упорядоченные атомные магн. моменты, наз. о с ь ю а н т и ф е р р о м а г н е т и з м а. А. устанавливается при темп-рах T ниже *Нееля точки* T_N. В более широком смысле А. наз. совокупность физ. свойств вещества в указанном состоянии. На рис. 1 приведены простейшие примеры антиферромагн. упорядочения. Вещества, в к-рых устанавливается антиферромагн. порядок, наз. *антиферромагнетиками* (АФМ).

Атомные магн. моменты АФМ создаются, как правило, электронами незаполненных d- или f-оболочек ионов переходных элементов, входящих в состав АФМ. Исключение составляет, напр., твёрдый кислород, молекулы к-рого имеют спиновый момент (*спин*), равный 1. Ответственным за возникновение А. является *обменное взаимодействие*, стремящееся установить спины (а следовательно, и магн. моменты) антипараллельно (в этом случае обменный интеграл имеет отрицат. значение). Большинство АФМ — ионные соединения. В них обменное взаимодействие между магн. ионами осуществляется за счёт перекрытия *волновых функций* электронов диамагн. анионов (O^{2-}, F^-, Cl^-, S^{2-}, Se^{2-} и др.) с волновыми ф-циями магн. катионов переходных металлов (см. *Косвенное обменное взаимодействие*). В металлич. АФМ важный вклад в обменное взаимодействие дают электроны проводимости (см. *РККИ-обменное взаимодействие*).

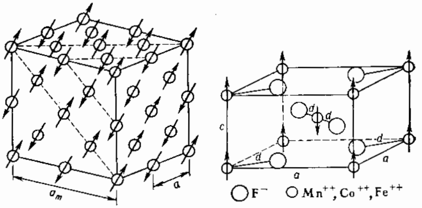


Рис. 1. Слева — магнитная структура окислов переходных элементов типа MnO (a — период кристаллографической ячейки, a_m — период ячейки магнитной структуры, на рис. показаны только магнитные ионы); справа — кристаллографическая и магнитная структуры фторидов переходных элементов (a, c — параметры решётки, d — расстояние между магнитным и ближайшим немагнитным ионами).

Идея о том, что обменное взаимодействие может привести к А., впервые высказана Л. Неелем (L. Néel, 1932). Независимо от него такая идея была выдвинута Л. Д. Ландау (1933), к-рый, кроме того, рассмотрел фазовый переход из парамагн. фазы в антиферромагнитную. При $T > T_N$, когда энергия теплового движения (kT) больше энергии обменного взаимодействия (μH_E, где μ — атомный магн. момент, H_E — эффективное поле обменного взаимодействия), вещество обладает парамагн. свойствами (см. *Парамагнетизм*). Температурная зависимость *магнитной восприимчивости* χ таких веществ при $T > T_N$ подчиняется *Кюри—Вейса закону*: $\chi = C/(T-\theta)$ с отрицат. постоянной Вейса θ (кроме немногочисл. класса метамагнетиков, у к-рых θ положительна). При $T = T_N$ обменная энергия становится равной тепловой ($\mu H_E = kT$) и в веществе возникает А. В большинстве случаев переход в точке T_N является *фазовым переходом* 2-го рода и сопровождается характерными аномалиями теплоёмкости, коэф. теплового расширения, модулей упругости и др. В слабых магн. полях $\boldsymbol{H}$ намагниченность $\boldsymbol{M}$ антиферромагнетиков, как и парамагнетиков, линейно зависит от магн. поля ($\boldsymbol{M} = \chi \boldsymbol{H}$); однако зависимости $\chi(T)$ этих веществ существенно отличаются. Особенно чётко характерные магн. свойства АФМ проявляются в одноосных кристаллах. В частности, когда ось А. направлена вдоль гл. оси кристалла, продольная (вдоль оси) магн. восприимчивость ($\chi_{\parallel}$) резко уменьшается с понижением темп-ры, а поперечная ($\chi_{\perp}$) не зависит от темп-ры, т. е. наблюдается сильная анизотропия магн. восприимчивости.

2. Магнитная структура антиферромагнетиков

Вид магн. упорядочения характеризуется *магнитной атомной структурой*, симметрия к-рой описывается точечными и пространств. группами *магнитной симметрии*. Элементарная ячейка магн. структуры может совпадать с кристаллографической (рис. 1, справа), а может иметь кратный период, напр. вдвое больший (рис. 1, слева).

Магн. структуру АФМ удобно описывать совокупностью вставленных друг в друга *подрешёток магнитных*, каждая из к-рых обладает намагниченностью $\boldsymbol{M}_i$. Во всех АФМ, кроме АФМ со *слабым ферромагнетизмом*, в отсутствие внеш. магн. поля $\Sigma_i \boldsymbol{M}_i = 0$. В обширном классе АФМ со слабым ферромагнетизмом особый вид анизотропии приводит к отклонению взаимного направления намагниченностей $\boldsymbol{M}_i$ от 180° («скосу» подрешёток) и возникновению небольшого спонтанного суммарного магн. момента.

Наряду с коллинеарными существуют более сложные антиферромагн. структуры. В нек-рых АФМ векторы $\boldsymbol{M}_i$ направлены по сторонам треугольника или по четырём пространств. диагоналям куба. Существуют такие структуры, к-рые нельзя описать с помощью разбиения на подрешётки, напр. геликоидальные и синусоидальные. В геликоидальных (спиральных) структурах магн. моменты перпендикулярны нек-рому выделенному направлению. В слоях, перпендикулярных этому направлению, все магн. моменты параллельны друг другу, а моменты двух соседних слоёв повёрнуты на угол $\varphi = 2\pi(b/n)$. Здесь n — целое число, b — период геликоида (у большинства геликоидальных структур величина b не кратна постоянной решётки c). В АФМ синусоидальной структуры также существуют параллельные атомные слои, но намагниченность $\boldsymbol{M}_k$ каждого слоя направлена перпендикулярно ему, причём $\boldsymbol{M}_k \sim \sin k\varphi$ ($k = 0, 1, \ldots$).

Направления векторов $\boldsymbol{M}_i$ относительно кристаллографич. осей определяются взаимодействиями, гораздо более слабыми, чем обменное; они обусловливают анизотропию АФМ. Имеются два осн. вида анизотропии АФМ: анизотропия, вызванная взаимодействием атомных магн. моментов между собой (дипольная и псевдодипольная), и анизотропия магн. свойств каждого иона, возникающая в результате совместного действия *внутрикристаллического поля* и *спин-орбитального взаимодействия* (т. н. одноионная анизотропия).

Прямым методом определения магн. структуры АФМ (включая направление и даже температурную зависимость намагниченностей подрешёток) является наблюдение дифракции нейтронов на решётке магн. ионов. Интенсивность магн. дифракц. пиков $\sim M_i^2$ (см. *Магнитная нейтронография*).

3. Феноменологическая теория антиферромагнетизма

Простейшее описание А. даёт феноменологич. теория молекулярного поля. В случае двух подрешёток с намагниченностями $\boldsymbol{M}_a$ и $\boldsymbol{M}_b$ можно ввести эффективные молекулярные поля, действующие на магн. ионы каждой из подрешёток:

$$\boldsymbol{H}_a = -\alpha \boldsymbol{M}_a - \gamma \boldsymbol{M}_b, \quad \boldsymbol{H}_b = -\alpha \boldsymbol{M}_b - \gamma \boldsymbol{M}_a, \qquad (1)$$

где α и γ — константы обменного взаимодействия соответственно внутри и между подрешётками ($\gamma > 0$ и обычно $\gamma > |\alpha|$). Закон Кюри для намагниченности каждой из подрешёток во внеш. поле $\boldsymbol{H}$ записывается в виде

$$\begin{aligned} \boldsymbol{M}_a &= \frac{C}{2T}(\boldsymbol{H} - \alpha \boldsymbol{M}_a - \gamma \boldsymbol{M}_b), \\ \boldsymbol{M}_b &= \frac{C}{2T}(\boldsymbol{H} - \alpha \boldsymbol{M}_b - \gamma \boldsymbol{M}_a). \end{aligned} \qquad (2)$$

Суммируя намагниченности подрешёток $\boldsymbol{M}_a$ и $\boldsymbol{M}_b$, можно получить, что магн. восприимчивость χ следует (при $T > T_N$) закону Кюри—Вейса: $\chi = C/(T-\theta)$, где $\theta = -C(\alpha+\gamma)/2$, т. е. $\theta < 0$. Полагая $H = 0$ и приравнивая детерминант системы однородных ур-ний (2) нулю, можно получить выражение для темп-ры перехода: $T_N = C(\gamma - \alpha)/2$. Как видно из этих выражений, при $\alpha > 0$ абс. значение θ в АФМ должно быть существенно больше T_N. Согласно опытным данным, $|\theta|/T_N \approx 2-3$. Знаком и величиной θ АФМ существенно отличаются от ферромагнетиков (ФМ), в к-рых $\theta \approx T_C$.

Ниже T_N намагниченность подрешёток быстро нарастает и её температурная зависимость в рамках теории молекулярного поля выражается через ф-цию Бриллюэна. В случае низких темп-р теория молекулярного поля для описания А. неприменима.

Наиб. общее феноменологич. описание перехода в антиферромагн. состояние даёт теория фазовых переходов Л. Д. Ландау (1937). В этой теории термодинамич. потенциал Φ раскладывается в ряд по параметрам порядка, к-рыми в случае АФМ являются компоненты векторов $\boldsymbol{M}_i$. Удобнее пользоваться линейными комбинациями этих векторов. Для двухподрешёточного АФМ таковыми являются вектор антиферромагнетизма $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{M}_1 - \boldsymbol{M}_2$ и вектор намагниченности $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_1 + \boldsymbol{M}_2$. Вид разложения определяется симметрией кристалла — все члены разложения должны быть инвариантны относительно преобразований симметрии кристалла в парамагн. состоянии. Напр., для одноосного двухподрешёточного АФМ:

$$\begin{aligned} \Phi = \Phi_0 &+ (A/2)\,\boldsymbol{L}^2 + (B/2)\,\boldsymbol{M}^2 + (a/2)\left(\boldsymbol{L}_x^2 + \boldsymbol{L}_y^2\right) + \\ &+ (b/2)\left(\boldsymbol{M}_x^2 + \boldsymbol{M}_y^2\right) + (C/4)\,\boldsymbol{L}^4 + (D/2)\,(\boldsymbol{L}\boldsymbol{M})^2 + \\ &+ (D'/2)\,\boldsymbol{L}^2\boldsymbol{M}^2 - \boldsymbol{M}\boldsymbol{H}. \end{aligned} \qquad (3)$$

Здесь члены, коэф. у к-рых обозначены прописными буквами, обусловлены обменным взаимодействием, а строчными буквами обозначены коэф. членов, описывающих анизотропию АФМ. Условие минимума потенциала Φ даёт систему ур-ний, решения к-рых определяют значения векторов $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{M}$ при термодинамич. равновесии. Эти решения зависят от знаков констант. В частности, решения с $\boldsymbol{L} \neq 0$ соответствуют минимуму, когда $A < 0$.

Т. о., переход из парамагн. состояния в антиферромагнитное происходит при такой темп-ре T_N, при к-рой коэф. A меняет знак. В окрестности T_N значение $A = \lambda(T - T_N)$, где λ — константа. Поэтому температурная зависимость вектора L [или, что то же самое, намагниченности подрешёток $2M_0(T)$, где M_0 — намагниченность каждой из подрешёток, $M_1^2=M_2^2=M_0^2$ при $H=0$] даётся выражением

$$L=\sqrt{-A/C}=\sqrt{(\lambda/C)(T_N-T)}. \qquad (4)$$

Направление вектора L определяется знаком константы a. Если $a>0$, то L направлен вдоль оси высокого порядка Oz (легкоосный АФМ), если $a<0$, то L перпендикулярен Oz (легкоплоскостной АФМ). Т. о., константа a характеризует энергию анизотропии

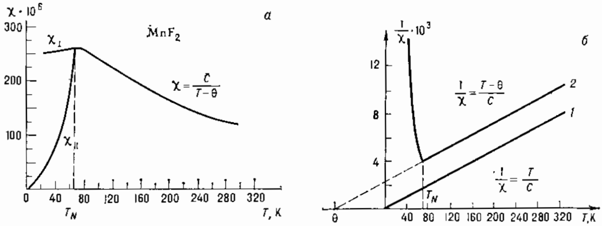


Рис. 2. *а* — температурная зависимость магнитной восприимчивости χ антиферромагнетика MnF$_2$ вдоль ($\chi_\parallel$) и перпендикулярно ($\chi_\perp$) оси антиферромагнетизма (тетрагональной оси); *б* — зависимость от температуры величины $1/\chi$ для идеального парамагнетика (*1*) и для MnF$_2$ (*2*). Горизонтальная прямая — зависимость $1/\chi_\perp$ от T.

в антиферромагн. состоянии и определяет эффективное поле анизотропии:

$$H_A=aL=2aM_0. \qquad (5)$$

Член $(b/2)\left(M_x^2+M_y^2\right)$ определяет магн. анизотропию в парамагн. состоянии и во мн. случаях оказывается пренебрежимо малым.

Из ур-ний, определяющих минимум Φ в магн. поле, следует, что при любом направлении магн. поля намагниченность АФМ

$$\boldsymbol{M}=\chi_\perp \boldsymbol{H}-(\chi_\perp-\chi_\parallel)(\boldsymbol{lH})\boldsymbol{l}, \qquad (6)$$

где $\boldsymbol{l}=\boldsymbol{L}/L$. Восприимчивость $\chi_\parallel$ уменьшается с ростом L^2, а $\chi_\perp=1/B$ и, в согласии с экспериментом, не зависит от темп-ры (рис. 2, *б*). Коэф. B является осн. константой обменного взаимодействия, характеризующей свойства АФМ. Она определяет эффективное обменное поле

$$H_E={}^1/_2BL=BM_0. \qquad (7)$$

Как видно из рис. 2, $\chi_\perp>\chi_\parallel$. Эта разница в восприимчивостях приводит к тому, что, когда внеш. поле,

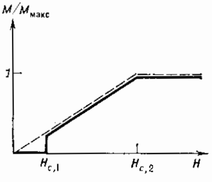


Рис. 3. Зависимость относительной намагниченности $M/M_{макс}$ для одноосного антиферромагнетика при $T=0$ К. Штриховая линия соответствует намагниченности при $\boldsymbol{H}\perp Oz$, сплошная — при $\boldsymbol{H}\parallel Oz$; H_{c1} — поле спин-флопа, H_{c2} — поле спин-флипа.

приложенное к одноосному АФМ вдоль оси А., достигает значения

$$H^2_{c1}=aL^2/(\chi_\perp-\chi_\parallel)\approx aBL_0^2 \qquad (8)$$

(L_0 — значение L при $T=0$ К), происходит скачкообразный поворот атомных магн. моментов от направления вдоль оси кристалла в перпендикулярную оси плоскость, т. е. вектор $\boldsymbol{L}$ ложится в плоскость, перпендикулярную Oz. Это явление (*ориентационный фазовый переход*) принято называть опрокидыванием подрешёток (спин-флоп). Переход спин-флоп сопровождается скачком намагниченности (рис. 3), т. е. представляет собой фазовый переход 1-го рода. Значение поля опрокидывания

$$H_{c1}\approx\sqrt{2H_AH_E}. \qquad (9)$$

При спин-флопе происходит переход из состояния с малой намагниченностью в состояние с большей намагниченностью ($\chi_\parallel<\chi_\perp$). В образце конечного размера появляются чередующиеся области (фазы) с низким и высоким значениями χ. Такое состояние по аналогии с промежуточным состоянием сверхпроводников наз. промежуточным. Оно возникает, когда внеш. поле достигает величины H_{c1} (в предположении $\chi_\parallel=0$) и существует в области значений напряжённости между H_{c1} и $H_{c1}+N\chi_\perp H_{c1}$ (N — *размагничивающий фактор* образца). По мере возрастания внеш. поля в этих пределах внутр. поле в образце остаётся постоянным и равным H_{c1}, а объём высокополевой фазы монотонно возрастает от нуля до объёма образца.

В сильных магн. полях, когда $H=2H_E=H_{c2}$, происходит фазовый переход 2-го рода из антиферромагнитного в насыщенное парамагн. состояние (спин-флип). На рис. 3 показана зависимость намагниченности АФМ от приложенного поля H (для $T=0$ К), на рис. 4 — зависимость критич. магн. полей H_{c1} и H_{c2} фазовых переходов от темп-ры.

В ряде кристаллов симметрия допускает существование в термодинамич. потенциале Φ (3) билинейных членов типа βL_iM_k. Это приводит к тому, что минимуму потенциала в отсутствие внеш. магн. поля соответствует состояние с отличной от нуля намагниченностью $M=(\beta/B)\,L$. Поскольку коэф. $\beta\ll B$, то $M\ll L$. Это явление называется слабым ферромагнетизмом

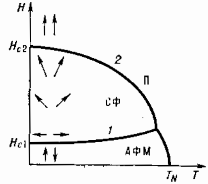


Рис. 4. Магнитная фазовая диаграмма одноосного антиферромагнетика в магнитном поле, параллельном оси лёгкого намагничивания; *1* — линия перехода спин-флоп (H_{c1}), *2* — линия перехода спин-флип (H_{c2}), П — парамагнитная фаза, АФМ — фаза легкоосного антиферромагнетика, СФ — фаза спин-флоп. Стрелки показывают направление векторов намагниченности подрешёток (лёгкая ось и магнитное поле направлены вертикально).

АФМ. Взаимодействие, приводящее к появлению членов вида βL_iM_k и обусловливающее слабый ферромагнетизм АФМ, называется *Дзялошинского взаимодействием*. С явлением слабого ферромагнетизма тесно связаны *пьезомагнетизм* и *магнитоэлектрический эффект*.

4. Квантовая теория антиферромагнетизма

Поведение АФМ при низких темп-рах описывается теорией *спиновых волн* — колебаний векторов магн. моментов ионов μ_i^a, находящихся в узле r_i подрешётки a:

$$\mu_i^a(r_i,\ t)=\mu_0^a+m^a e^{(i\omega t-kr_i)}. \qquad (10)$$

На рис. 5 схематически показана картина прецессии магн. моментов при распространении спиновой волны в легкоосном двухподрешёточном АФМ. На языке квантовой механики спиновая волна — это *квазичастица* (*магнон*), обладающая энергией $\varepsilon=\hbar\omega$ и квазиимпульсом $p=\hbar k$, где k — *волновой вектор*.

Приложение теории спиновых волн к АФМ состоит в определении энергии $\mathscr{E}_0$ осн. состояния АФМ (при

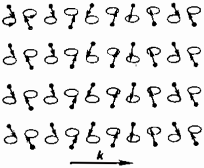


Рис. 5. Схема прецессии магнитных моментов атомов двухподрешёточного легкоосного антиферромагнетика при распространении в последнем спиновой волны с волновым вектором k (в действительности растворы конусов прецессии для двух подрешёток несколько отличаются, см. *Антиферромагнитный резонанс*).

$T=0$ К) и закона дисперсии (спектра) спиновых волн, т. е. зависимости их энергии (частоты ω) от импульса (волнового вектора k). Из закона дисперсии можно методами статистич. физики определить термодинамич. и кинетич. свойства АФМ. В микроскопич. теории спиновых волн рассматривается взаимодействие спиновых моментов магн. ионов друг с другом и с внеш. полем. Соответственно гамильтониан $\mathscr{H}$ в простейшем случае одноосного АФМ и взаимодействия магн. иона с ближайшими к нему ионами может быть записан в след. виде:

$$\mathscr{H}=J\sum_{j,\delta}S_j^a S_{j+\delta}^b-g\mu_B H_A\left(\sum_j S_{jz}^a-\sum_j S_{jz}^b\right)-$$
$$-g\mu_B H\left(\sum_j S_{jz}^a+\sum_j S_{jz}^b\right), \qquad (11)$$

где S_j^a, S_j^b — операторы спинов магн. ионов двух (a и b) подрешёток соответственно, $j=1, 2, \ldots, N/2$ (N — общее число магн. ионов), индекс $\delta=1, 2, \ldots, z$ пробегает номера ближайших соседей j-го иона (предполагается, что все они принадлежат др. подрешётке), J — обменный интеграл, g — *Ланде множитель*, μ_B — магнетон Бора. Второй член описывает энергию анизотропии для подрешёток a и b, третий — магн. энергию во внеш. поле H, направленном вдоль оси z. Приведение гамильтониана к диагональному виду в представлении чисел заполнения n_k (см. *Вторичное квантование*), т. е.

$$\mathscr{H}=\mathscr{E}_0+\sum_k (n_k+{}^1/_2)\,\hbar\omega_k, \qquad (12)$$

позволяет получить выражения для энергии осн. состояния $\mathscr{E}_0$ и для спектра спиновых волн $\omega(k)$.

Нахождение энергии осн. состояния АФМ в квантовой теории спиновых волн встречается с трудностью, не существующей в теории *ферромагнетизма*. Состояние идеального антиферромагн. порядка в кристаллич. решётке, т. е. наличие двух подрешёток с номинальной намагниченностью, равной $\mu N/2$, не соответствует минимуму энергии системы и не является собственным для гамильтониана (11). Оценка показывает, что намагниченность подрешёток может быть меньше $\mu N/2$ на 5—10%.

Для закона дисперсии (спектра) спиновых волн получаем

$$\hbar\omega_{k,\,1,\,2}=g\mu_B H_E\left[(1+H_A/H_E)^2-\Gamma_k^2\right]^2\pm g\mu_B H, \quad (13,\text{ а})$$

где

$$H_E=2JSz/\gamma,\ \Gamma_k=\frac{1}{z}\sum_a e^{ika},\ \gamma=g\mu_B/\hbar. \qquad (13,\text{ б})$$

Здесь z — число ионов — ближайших соседей, a — их радиус-вектор, k — волновой вектор спиновой волны. Для малых k ф-лы (13) сильно упрощаются и закон дисперсии имеет вид:

$$\omega=\left[\gamma^2 H_A(2H_E+H_A)+\omega_E^2(ak)^2\right]^{1/2}\pm\gamma H, \qquad (14)$$

где $\omega_E=p\gamma H_E$ (p — численный коэф. ~ 1, зависящий от типа кристаллич. решётки).

При возбуждении спиновой волны в легкоосном АФМ атомные магн. моменты начинают прецессировать вокруг оси лёгкого намагничивания. Фаза прецессии в каждом соседнем атомном слое, перпендикулярном вектору k, сдвинута на угол $\varphi=kd$ (d — расстояние между атомными слоями). Схематически это изображено на рис. 5. Однако растворы конусов прецессии очень малы и различаются для разных подрешёток. В случае АФМ др. симметрии движение атомных магн. моментов в спиновой волне может быть более сложным и их часто удобней описывать колебаниями компонентов векторов L и M.

Закон дисперсии (14) — исключение. Для большинства АФМ для i-ой электронной (e)ветви

$$\omega_{eki}^2=\omega_{e0i}^2+\omega_{Ei}^2(ak)^2, \qquad (15)$$

где частота однородных колебаний ω_{e0} с $k=0$ является ф-цией H_A, H_E и H. Индекс i соответствует номеру ветви спиновых волн. В общем случае число ветвей равно числу подрешёток. Всегда существуют две т. н. р е л я т и в и с т с к и е   в е т в и, для к-рых $\omega_{e0i}=0$ при $H_A=0$ и $H=0$. При $\omega_{e0}=0$

$$\omega_{eki}=\omega_{Ei}(ak). \qquad (16)$$

Т. о., закон дисперсии для спиновых волн в АФМ имеет линейный характер, как у фононов (в отличие от квадратичного у ферромагнетиков). Конкретные ф-лы для ω_{e0i} в случае релятивистских ветвей приведены в ст. *Антиферромагнитный резонанс*. Все остальные ветви — «обменные» с $\omega_{e0i}\sim\omega_E$.

Вследствие линейного закона дисперсии законы для температурной зависимости магн. части теплоёмкости c_M и намагниченности M_0 подрешёток имеют вид:

$$c_M=\frac{8\pi^2 R}{15}\left(\frac{kT}{\hbar\omega_E}\right)^3,\ M_0(0)-M_0(T)=\frac{g^2\mu_B^2 H_E}{6a^3\hbar\omega_E}\left(\frac{kT}{\hbar\omega_E}\right)^2 \qquad (17)$$

(R — универсальная газовая постоянная), и качественно отличаются от соответствующих зависимостей ферри- и ферромагнетиков.

При $kT<\hbar\omega_{e0}$ обе эти величины изменяются по экспоненциальному закону $\sim\exp(-\hbar\omega_{e0}/kT)$.

Для экспериим. изучения температурной зависимости намагниченности подрешёток пользуются методами

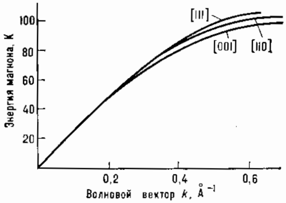


Рис. 6. Закон дисперсии (спектр)спиновых волн в антиферромагнетике $RbMnF_3$, определённый методом неупругого рассеяния нейтронов.

магн. нейтронографии, измеряют частоты *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР). Величина щели в спектре спиновых волн определяется методом антиферромагн. резонанса. Наиб. полную информацию о законе дисперсии спиновых волн в широкой области значений волнового вектора k даёт метод неупругого рассеяния нейтронов (рис. 6). Расшифровка подобных спектров позволяет определить значения обменных констант J_{ik} для ионов как первой, так и последующих координац. сфер.

В случае, когда нужно получить ф-лы только для нач. участка спектра спиновых волн ($ak \ll 1$), широко используется феноменологич. теория. В этой теории состояние АФМ характеризуется заданием в каждой точке двух или нескольких (по числу подрешёток) векторов плотности магн. моментов $\boldsymbol{M}_i(\boldsymbol{r},t)$, являющихся ф-циями координат и времени. В качестве осн. состояния выбирается состояние с однородными значениями плотностей моментов $\boldsymbol{M}_i^0$. Для нахождения возбуждённых состояний записывают ур-ния движения магн. моментов:

$$\partial \boldsymbol{M}_i/\partial t = \gamma \left[\boldsymbol{M}_i \boldsymbol{H}^i_{эфф}\right], \qquad (18)$$

где $\boldsymbol{H}^i_{эфф}$ — вариационная производная от плотности свободной энергии $\Phi\,[\boldsymbol{M}_i(\boldsymbol{r},t)]$.

5. Взаимодействие электромагнитного излучения с антиферромагнетиками

Важная информация о природе А. получена при изучении взаимодействия эл.-магн. излучения с АФМ, существенно различающегося для радиочастотного диапазона и оптич. области.

Радиочастотный диапазон. В области частот до неск. сотен ГГц с АФМ взаимодействует магн. вектор эл.-магн. волны. При частотах порядка неск. МГц радиочастотное излучение взаимодействует с магн. моментами ядер разл. ионов в АФМ. При этом наблюдается ЯМР, к-рый в АФМ имеет ряд отличит. особенностей. *Сверхтонкому взаимодействию* между магн. моментами электрона и ядра соответствует эффективное сверхтонкое (СТ) поле $\boldsymbol{H}_n$, действующее на магн. моменты ядер ионов. Это поле пропорционально величине намагниченности подрешёток АФМ и имеет в каждом узле решётки α свои определ. величину и направление. В результате ЯМР в АФМ можно наблюдать и в отсутствие внеш. магн. поля на частоте

$$\omega_{n0}^\alpha = \gamma_n^\alpha H_n^\alpha = \gamma_n^\alpha A^\alpha M_0. \qquad (19)$$

Здесь γ_n^α — ядерное гиромагн. отношение, A^α — константа энергии сверхтонкого взаимодействия.

Если ЯМР наблюдается на ядрах немагн. ионов (H^+, $^{19}F^-$ и др.), то локальное сверхтонкое поле $H_n \sim 10^3$ Э и частота ЯМР составляет неск. МГц. Измерения температурной зависимости ω_{n0} позволяют определить зависимость от T намагниченности подрешёток АФМ (в предположении независимости константы A^α от темп-ры). В ходе таких экспериментов проверялись теория спиновых волн (низкие темп-ры) и совр. теория фазовых переходов (при темп-рах, близких к T_N).

Эффективные СТ-поля на ядрах магн. ионов достигают 10^6 Э для $3d$-ионов и 10^7—10^8 Э для редкоземельных ионов. Соответственно частоты ЯМР сдвигаются из области $\sim 10^6$ Гц в область $\sim 10^9$—10^{10} Гц. Такие большие H_n могут изучаться не только методом ЯМР, но и на основе *Мёссбауэра эффекта*.

При изучении ЯМР на ядрах ^{55}Mn обнаружено, что в АФМ наряду со статич. сдвигом частоты ω_{n0} существует динамич. сдвиг, к-рый характерен для АФМ с малой щелью в спектре спиновых волн (легкоплоскостные, кубические, с низкой T_N) и наблюдается только при низких темп-рах.

При темп-рах ок. 1 К ядерные магн. моменты образуют благодаря *сул-накамуровскому взаимодействию* упорядоченные подрешётки с намагниченностью $\boldsymbol{m}_i$. Динамич. сдвиг частоты ЯМР есть следствие возникновения коллективных электронно-ядерных колебаний. Такие колебания возникают в результате СТ-взаимодействия при близости собств. частот электронной и ядерной спиновых систем. Это условие выполняется в слабых внеш. магнитных полях; тогда возникают две ветви смешанных электронно-ядерных колебаний, их можно получить, решая систему ур-ний (18) для намагниченностей не только электронных, но и ядерных подрешёток. При этом в выражение для потенциала Φ нужно добавить член, описывающий СТ-взаимодействие ($-A\boldsymbol{M}_i\boldsymbol{m}_i$). Выражение для частоты ЯМР в этом случае имеет вид:

$$\omega_n^2 = \omega_{n0}^2 \frac{\omega_{e0}^2}{\omega_{e0}^2 + \omega_T^2} = \omega_{n0}^2 \frac{1}{1 + (\omega_T/\omega_{e0})^2}, \qquad (20)$$

где $\omega_T = \left|\gamma_e \sqrt{H_E\,|Am|}\,\right|$, ω_{e0} — частота колебаний электронной спиновой системы без учёта СТ-взаимодействия (щель в спектре спиновых волн). Динамич. сдвиг частоты существен только при $\omega_{e0} \leqslant \omega_T$. В опытах макс. сдвиг достигал $\omega_n/\omega_{n0} \approx 0{,}2$—$0{,}3$. Сдвиг зависит от темп-ры ($m \sim 1/T$) и от магн. поля (для легкоплоскостного АФМ $\omega_{e0} = \gamma_e H_0$). Поэтому он наблюдается только при низких темп-рах (≈ 1 К) и быстро уменьшается, приближаясь к нулю с ростом поля ($H_0 > 4$—5 кЭ). Естественно, что влияние СТ-взаимодействия изменяет и величину щели спектра спиновых волн:

$$\omega_e^2 = \omega_{e0}^2 + \omega_T^2. \qquad (21)$$

Поскольку ядерная спиновая система является коллективизированной, в ней существуют свои коллективные возбуждения — ядерные спиновые волны. Их спектр может быть также получен из ур-ний (18):

$$\omega_{nk} = \omega_{n0} \frac{\omega_{e0}^2 + \omega_E^2 (ak)^2}{\omega_{e0}^2 + \omega_T^2 + \omega_E^2 (ak)^2}. \qquad (22)$$

Ядерные спиновые волны наблюдались в экспериментах по их параметрич. возбуждению. Механизм параметрич. возбуждения спиновых волн в АФМ связан с нелинейным взаимодействием двух разл. типов колебаний векторов $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{M}$, соответствующих разл. ветвям спектра спиновых волн.

Электронный резонанс в АФМ даёт информацию о щели в спектре спиновых волн и о релаксац. процессах в электронной спиновой системе. В АФМ можно возбуждать спиновые волны с $\boldsymbol{k} \neq 0$ однородным СВЧ-полем большой амплитуды. Измеряя порог такого параметрич. возбуждения спиновых волн, определяют время их жизни для разл. значений магн. поля и темп-ры.

В субмиллиметровой области длин волн обнаружены магн. поляритоны — *квазичастицы*, возникающие в результате взаимодействия фотонов и магнонов, когда их энергии близки.

Оптический диапазон. Для эл.-магн. излучения с частотой, большей частот одномагнонных возбуждений, проницаемость АФМ можно считать равной 1. На столь больших частотах с веществом взаимодействует только электрич. вектор волны. Связь с магн. системой осуществляется благодаря спин-орбитальному взаимодействию на возбуждённых электронных уровнях магн. ионов.

В далёкой ИК-области спектра в тетрагональных фторидах Mn, Fe и Co наблюдались спектральные линии, отвечающие двухмагнонному поглощению эл.-магн. излучения, к-рые оказываются в АФМ очень интенсивными.

Большое число АФМ прозрачно в видимой области эл.-магн. спектра. В одноосных прозрачных АФМ обнаружено значит. изменение линейного двойного лучепреломления света (см. *Коттона — Мутона эффект*), пропорциональное L^2. Величина двойного лучепреломления сравнима с круговым двойным лучепреломлением (*Фарадея эффектом*) в ферримагнетиках. Магн. двойное лучепреломление в АФМ определяется зависимостью тензора диэлектрич. проницаемости ε от величины компонентов вектора $\boldsymbol{L}$:

$$\Delta\varepsilon_{ik} = g_{ik\alpha\beta} L_\alpha L_\beta. \qquad (23)$$

Тензор является симметричным. Его действит. часть описывает магн. линейное двойное лучепреломление, а мнимая часть — магн. линейный *дихроизм*, к-рый также наблюдался в АФМ.

При переходе вещества в антиферромагн. состояние заметно изменяются спектры поглощения и люминесценции в видимой области спектра. Осн. изменения претерпевают спектры, обусловленные оптич. переходами внутри $3d$-оболочки. Наряду со слабыми магнитодипольными линиями, соответствующими экситонному поглощению, возникают сильные электродипольные линии, обусловленные одноврем. возбуждением экситона и магнона (экситон-магнонное поглощение). Изучение положения этих линий и их зависимости от частоты и магн. поля позволяет определить параметры как экситонного, так и магнонного спектров. АФМ являются идеальными объектами для изучения т. н. *давыдовского расщепления* экситонных зон. Величину расщепления в АФМ легко регулировать магн. полем, нарушающим коллинеарность магн. моментов кристаллографически эквивалентных атомов двух магн. подрешёток. Оптич. спектроскопия АФМ использовалась также для исследования нового типа квазичастиц — примесонов (локализованных магн. возбуждений примесных магн. ионов в матрице АФМ).

В АФМ, так же как и в др. магнитоупорядоченных кристаллах, наблюдается рассеяние света на магнонах. Наблюдение *комбинационного рассеяния света* в АФМ на магнонах со щелью ($\sim$10—100 см$^{-1}$) в спектре позволило определить величину этой щели. Для многих АФМ это единств. метод её определения, когда она слишком велика для антиферромагн. резонанса и слишком мала для экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов. Методом комбинац. рассеяния обнаружены связанные двухмагнонные состояния и спиновые волны при $T \gg T_N$. Наблюдение *Мандельштама — Бриллюэна рассеяния* на магнонах позволило изучить ДВ-часть оптич. спектра в неск. АФМ, обнаружить щель, обусловленную диполь—дипольным взаимодействием спиновых волн, наблюдать перегрев спиновой системы, вызванный накачкой СВЧ-полем при антиферромагн. резонансе и параметрич. возбуждении (эффект магнонного «узкого горла»).

6. Заключение

Осн. представления об А. развиты к сер. 70-х гг. 20 в. К новым проблемам А. относится исследование неупорядоченных АФМ, в частности твёрдых растворов АФМ с диамагн. веществами (типа $Mn_xZn_{1-x}F_2$), в к-рых наблюдают переход от антиферромагн. состояния к состоянию типа *спинового стекла*. Изучаются также твёрдые растворы АФМ с конкурирующей анизотропией (лёгкая ось — лёгкая плоскость), в к-рых возможно существование новых неколлинеарных фаз, и низкоразмерные АФМ — двухмерные и линейные.

Лит.: Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965; Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Еременко В. В., Введение в оптическую спектроскопию магнетиков, К., 1975; Белов К. П., Редкоземельные магнетики и их применение, М., 1980; Андреев А. Ф., Марченко В. И., Симметрия и макроскопическая динамика магнетиков, «УФН», 1980, т. 130, с. 39.

А. С. Боровик-Романов.

АНТИФЕРРОМАГНЕ́ТИК — вещество, в к-ром установился антиферромагн. порядок магн. моментов атомов или ионов (см. *Антиферромагнетизм*). Обычно вещество становится А. ниже определ. темп-ры T_N (см. *Нееля точка*) и в большинстве случаев остаётся А. вплоть до $T=0$ К. Из элементов к А. относятся твёрдый кислород (α-модификация) при $T<24$ К, Mn (α-модификация с $T_N=100$ К), Cr ($T_N=310$ К), а также ряд редкоземельных металлов (с T_N от 12,5 К у Се до 230 К у Tb). Хрому свойственна геликоидальная *магнитная атомная структура*. Сложными магн. структурами обладают также тяжёлые редкоземельные металлы. В температурной области между T_N и T_1 ($0<T_1<T_N$) они антиферромагнитны, а ниже T_1 становятся *ферромагнетиками* (табл. 1).

Число известных А.— хим. соединений составляет не одну тысячу. В хим. ф-лу А. входит, по крайней мере, один ион из групп переходных металлов (групп железа, редкоземельных металлов и актинидов), исключение

Табл. 1. — **Свойства редкоземельных элементов-антиферромагнетиков**

Элемент	Кристаллич. структура	Темп-ры перехода		Тип антиферромагн. структуры
		T_1, К	T_N, К	
Ce	ГПУ	—	12,5	Коллинеарная
Pr	»	—	25	»
Nd	Гексагональная	—	19,9	»
Sm	Тригональная	—	106	»
Eu	ОЦК	—	90,5	Геликоидальная
Tb	ГПУ	219	230	»
Dy	»	85	174	»
Ho	»	20	133	»
Er	»	20	85	Циклоидальная и синусоидальная
Tm	»	25	56	Синусоидальная

ГПУ — гранецентрированная плотноупакованная решётка, ОЦК — объёмноцентрированная кубич. решётка.

составляет твёрдый кислород. К А. относятся многочисл. простые и сложные окислы переходных элементов, включая нек-рые ферриты-шпинели, ферриты-гранаты, ортоферриты и ортохромиты, а также фториды, сульфаты, карбонаты и др. Существует нек-рое кол-во антиферромагн. сплавов, в частности сплавы элементов группы железа с элементами платиновой группы.

Первыми соединениями, в к-рых был обнаружен антиферромагнетизм, явились слоистые хлориды Fe, Co и Ni. На кривой, показывающей зависимость их теплоёмкости от темп-ры, был найден максимум, характерный для фазового перехода 2-го рода (магн. фазового перехода). Позже такие же максимумы были найдены у MnO и изоморфных окислов Fe, Ni и Co. Эти окислы с кубич. кристаллич. решёткой были также первыми объектами нейтронографич. определения магн. структур А. Из кубич. А. следует отметить семейство редкоземельных ферритов-гранатов, в к-рых ионы Fe замещены на Al или Ga. Особый интерес представляет $Dy_3Al_5O_{12}$ (ДАГ), в к-ром подробно исследовались аномальные свойства вблизи *трикритической точки*. Исследование водного хлорида меди ($CuCl_2 \cdot 2H_2O$) привело к открытию *антиферромагнитного резонанса* и особого *магнитного фазового перехода* — опрокидывания подрешёток (спин-флоп) в магн. поле. Этот же кристалл послужил объектом для нейтронографич. подтверждения существования т. н. слабого антиферромагнетизма (1982) и открытия обменной моды антиферромагн. резонанса (1984). Группа фторидов (MnF_2 и др.) — одноосных кристаллов с магн. анизотропией типа лёгкая ось — послужила объектом для изучения оптич. спектров поглощения и открытия экситон-магнонных возбуждений, двухмагнонного поглощения и комбинац. рассеяния света на магнонах. Оптич. спектры А. исследовались также на двойных фторидах типа $KMnF_3$, $CsMnF_3$. Мандельштама—Бриллюэна рассеяние света на магнонах наблюдалось в $FeBO_3$, $CoCO_3$ и EuTe. Отметим ещё два одноосных А.: в CoF_2 был открыт *пьезомагнетизм*, в Cr_2O_3 — *магнитоэлектрический эффект*.

В др. группе одноосных кристаллов, обладающих анизотропией типа лёгкая плоскость (см. *Антиферромагнетизм*) — Fe_2O_3, $MnCO_3$, $CoCO_3$, NiF_2 — был открыт *слабый ферромагнетизм* (СФ). Особый интерес среди веществ со СФ представляют ортоферриты ($YFeO_3$ и др.), в к-рых наблюдаются ориентационные фазовые переходы (изменение оси антиферромагн. упорядочения)

Табл. 2. — **Свойства некоторых антиферромагнетиков химических соединений**

Вещество	Кристаллич. решётка	Направление оси антиферромагн. упорядочения	T_N, К	$-\vartheta$, К
MnO	ГЦК	В пл. (111)	120	610
FeO	»	»	198	190
CoO	»	»	328	280
NiO	»	»	647	247
Cr_2O_3	Тригональная	[111]	307	
Fe_2O_3	»	В пл. (111) СФ; ОФП: 260К; [111]	950	—
$Dy_3Al_5O_{12}$	Кубическая	[100]	2,5	2,9
$Dy_3Ga_5O_{12}$	»	[100]	0,4	0,1
$YFeO_3$	Орторомбическая	[100] СФ	643	—
$LaFeO_3$	»	[100] СФ	738	480
$PrFeO_3$	»	[100] СФ	707	—
$NdFeO_3$	»	[100] СФ; ОФП: 167—125К; [001] СФ	687	—
$SmFeO_3$	»	[100] СФ; ОФП: 490—470К; [001] СФ	674	—
$EuFeO_3$	»	[100] СФ	666	—
$GdFeO_3$	»	[100] СФ	657	—
$TbFeO_3$	»	[100] СФ	647	—
$DyFeO_3$		[100] СФ; ОФП: 40К; [010]	645	—
$HoFeO_3$	»	[100] СФ; ОФП: 63—51К; [001] СФ	639	—
$ErFeO_3$	»	[100] СФ; ОФП: 102—80К; [001] СФ	636	—
$TmFeO_3$	»	[100] СФ; ОФП: 92—86К; [001] СФ	632	—
$YbFeO_3$	»	[100] СФ; ОФП: 8К; [001] СФ	627	—
$LuFeO_3$	»	[100] СФ	623	—
$ErCrO_3$	»	[100] СФ; ОФП: 12К; [010] СФ	129	—
MnF_2	Тетрагональная	[001]	68	113
FeF_2	»	[001]	78	117
CoF_2	»	[001]	38	53
NiF_2	»	[100] СФ	73	100
$KMnF_3$	Орторомбическая	[100] СФ	88	238
$RbMnF_3$	Кубическая	[111]	83	118
$CsMnF_3$	Гексагональная	В пл. (111)	53	—
$BaMnF_4$	Орторомбическая	[010], 2d	27	—
$BaFeF_4$	»	[001], 2d	54	—
K_2CoF_4	»	[001], 2d	107	—
Rb_2FeF_4	»	В пл. (001), 2d	56	—
$BaCoF_4$	»	В пл. (001), 2d	70	—
$MnCl_2$	Тригональная слоистая	В пл. (111), 2d	1,96	3,3
$FeCl_2$	»	[111], 2d	23,5	−48
$CoCl_2$	»	В пл. (111), 2d	25	−20
$NiCl_2$	»	В пл. (111), 2d	52	−67
$CuCl_2$	Моноклинная	1d	24	—
$CrCl_2$	Орторомбическая	В пл. (001), 1d	20	—
$KCuF_3$	Тетрагональная	В пл. (001), 1d	38	355
VF_2	»	1d	7	80
$CsNiCl_3$	Гексагональная	[001], 1d	4,85	69
$RbNiCl_3$	»	[001], 1d	11,5	−101
$MnAu_2$	Тетрагональная	Геликоидальное	363	—
$FePt_3$	Кубическая	Пл. (110)	120	—
FeRh	»	Пл. (110)	328 (выше T_N ферромагн. до T_C=665К)	−680
FeS	Гексагональная	[001]; ОФП: 400К; в пл. (001)	600	920
MnTe	»	В пл. (001)	310	692
MnSe	Кубическая	В пл. (001)	150	740
$HgCrS_4$	»	Ось геликоида ‖ [001]	60	140
$ZnCr_2Se_4$	»	В пл. (001)	22 (выше T_N ферромагн. до T_C= =129К)	115

Продолжение табл. 2

Вещество	Кристаллич. решётка	Направление оси антиферромагн. упорядочения	T_N, К	$-\vartheta$, К
EuTe	Кубическая	В пл. (111)	9,6	6
GdSe	»	В пл. (111)	60	—
$MnCO_3$	Тригональная	В пл. (111) СФ	32	64
$FeCO_3$	»	[111]	35	14
$CoCO_3$	»	В пл. (111) СФ	18	—
$NiCO_3$	»	В пл. (111) СФ	25	—
$FeBO_3$	»	В пл. (111) СФ	348	—
$CoSO_4$	Орторомбическая	[010]	12	52
$NiSO_4$	»	—	37	82
$CuSO_4$	»	[001]	34,5	88
$CuCl_2 \cdot 2H_2O$	»	[100]	4,3	5
$MnCl_2 \cdot 4H_2O$	Моноклинная	[001]	1,62	1,79
$CuSO_4 \cdot 5H_2O$	Триклинная	—	0,029	—

при понижении темп-ры, а также $FeBO_3$ — прозрачный А. с T_N выше комнатной темп-ры. В последнем обнаружено заметное *магнитоупругое взаимодействие*. Наиб. сильное магнитоупругое взаимодействие среди А. наблюдается в α-Fe_2O_3. В этом соединении впервые обнаружена большая щель в спектре *спиновых волн*, обусловленная эффективным полем магнитоупругой анизотропии.

В А.-полупроводниках (халькогениды Mn, Eu, Gd и Cr) наблюдаются очень сильные магнитооптич. эффекты (см. *Магнитооптика*). Особый интерес для теории представляют низкоразмерные А.: двухмерные (хлориды элементов Fe и Co, а также нек-рые двойные фториды $BaCoF_4$, $RbCoF_4$) и одномерные ($KCuF_3$, $CuCl_2$, $RbNiCl_3$ и др.).

В ряде А. с ионами Mn^{2+} обнаружено особенно сильное взаимодействие между колебаниями электронной и ядерной спиновых систем ($KMnF_3$, $MnCO_3$, $CsMnF_3$). Магн. свойства безводных сульфатов Cu и Co (а также CoF_2) выявили существование эффекта наведения антиферромагн. упорядочения магн. полем при температурах выше T_N за счёт т. н. взаимодействия Дзялошинского.

У большей части А. значения T_N лежат ниже комнатной темп-ры. У А. гидратированных солей непереходных элементов $T_N<10$ К.

В табл. 2 перечислены нек-рые наиб. изученные А., имеющие коллинеарную или слабонеколлинеарную (со слабым ферромагнетизмом) антиферромагн. структуру; указаны тип кристаллич. решётки, направление оси антиферромагн. упорядочения (ОАУ), а также значение точки Нееля T_N и темп-ры ϑ в *Кюри—Вейсса законе* для парамагн. восприимчивости $\varkappa$ выше T_N: $\varkappa = C/(T-\vartheta)$. Вещества с $\vartheta>0$ — *метамагнетики*. Наличие слабого ферромагнетизма отмечено буквами СФ, наличие ориентационного фазового перехода — буквами ОФП. В этом случае после букв ОФП указаны темп-ра (или область темп-р) ориентац. перехода и затем новое направление оси антиферромагн. упорядочения при низкой темп-ре. Низкоразмерные А. обозначены: двухмерные — 2d, одномерные — 1d; T_C — темп-ра Кюри, пл.— плоскость, в к-рой находится ОАУ. В случаях 1d и 2d в столбце значений T_N приведена темп-ра, при к-рой $\varkappa$ достигает макс. значения.

Кроме рассмотренных выше электронных А., среди элементов обнаружен, по крайней мере, один ядерный А.— твёрдый ^{3}He с $T_N \sim 0{,}001$ К. Ядерный антиферромагнетизм с $T_N \sim 0{,}001$ К обнаружен также у некоторых ван-флековских парамагнетиков ($TmPO_4$ и др.).

А. пока ещё не находит практич. применения. Однако изучение физ. свойств А. играет большую роль в совр. развитии физики магн. явлений и особенно теории фазовых переходов и исследований свойств одно- и двухмерных магн. структур. Возможные приложения могут найти А.-полупроводники, а также А. со СФ, особенно с T_N выше комнатной. Особого внимания заслуживают α-Fe_2O_3 и $FeBO_3$, в к-рых можно заметно изменять скорость звука, прикладывая сравнительно слабое магн. поле. Среди А., относящихся к боридам и халькогенидам, есть сверхпроводники (напр., $SmRhB_4$ с темп-рой перехода в сверхпроводящее состояние $T_к=2,7$ К, $CdMo_6S_8$ с $T_к=1,4$ К и др., см. *Магнитные сверхпроводники*).

Лит.: Нагаев Э. Л., Ферромагнитные и антиферромагнитные полупроводники, «УФН», 1975, т. 117, с. 437; Таблицы физических величин. Справочник, М., 1976; Белов К. П., Редкоземельные магнетики и их применение, М., 1980; Jongh L. J. de, Miedema A. R., Experiments on simple magnetic model systems, «Adv. Phys.», 1974, v. 23, № 1. См. также лит. при ст. *Антиферромагнетизм*.

А. С. Боровик-Романов.

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ ДОМЕНЫ — области антиферромагн. кристалла (*домены*), в к-рых однороден вектор антиферромагнетизма $\boldsymbol{L}$ или волновой вектор структуры с модулир. спиновой плотностью (в случае антиферромагнетиков с такой структурой, см. *Магнитная атомная структура*).

В одноосных антиферромагнетиках (АФМ) с анизотропией типа «лёгкая ось», а также в орторомбич. кристаллах и кристаллах более низкой симметрии могут существовать только 180-градусные (180°-) домены, отличающиеся знаком вектора $\boldsymbol{L}$. В простейшем случае вектор $\boldsymbol{L}$ равен разности намагниченности двух *подрешёток магнитных*, т. о. 180°-домены отличаются только нумерацией подрешёток. На рис. 1 приведена двухмерная модель доменной стенки между двумя 180°-доменами. Такие стенки получили назв. S-стенок (Spin rotation), а соответствующие 180°-домены — S-доменов.

Существование стенок между А. д. увеличивает обменную энергию и энергию анизотропии АФМ, а также

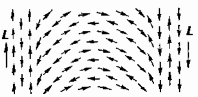


Рис. 1. Изменение направления магнитных моментов ионов (обозначены стрелками) в 180-градусной доменной стенке, разделяющей два антиферромагнитных домена (двухмерная модель).

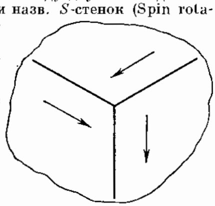


Рис. 2. Пример сочленения T-доменов в тригональном антиферромагнетике (стрелками указаны направления вектора антиферромагнетизма).

его магнитоупругую энергию, но, в отличие от ферромагнетиков, образование А. д. в АФМ не компенсирует прироста энергии за счёт уменьшения внеш. магн. полей (поскольку у АФМ они отсутствуют). Следовательно, доменная структура идеальных АФМ термодинамически неустойчива. Однако опыт показывает, что в большинстве АФМ домены существуют. По-видимому, их относит. устойчивость обеспечивают примеси и др. *дефекты* решётки кристалла.

Образование А. д. может быть обусловлено тем, что в процессе охлаждения вещества при переходе через *Нееля точку* T_N антиферромагн. порядок возникает одновременно в нескольких независимых зародышах и характеризуется случайным направлением вектора $\boldsymbol{L}$. В процессе роста этих зародышей возникают области, на границах между к-рыми регулярное антиферромагн. чередование магн. моментов нарушается, что приводит к образованию доменной стенки (см. *Антиферромагнетизм*).

В одноосных кристаллах с анизотропией типа «лёгкая плоскость» существует неск. осей лёгкой намагниченности (3 — в тригональных кристаллах, 4 — в тетрагональных, 6 — в гексагональных). В этом случае установление антиферромагн. упорядочения сопровождается (за счёт спонтанной *магнитострикции*) существенным понижением кристаллографич. симметрии. При этом кроме S-доменов могут возникать домены, в к-рых векторы $\boldsymbol{L}$ повёрнуты относительно друг друга на 120°, 90° и 60° соответственно. Такие домены наз. двойниковыми или T-доменами (Twin). Естественно, что образование магн. T-доменов сопровождается механич. *двойникованием*, хотя величина спонтанной стрикции может быть и ничтожно малой. Пример разбиения тригонального АФМ на T-домены, лежащие в одной плоскости, показан на рис. 2.

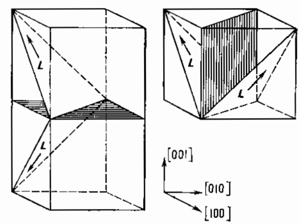
В кубич. кристаллах с антиферромагн. структурой типа NiO, в к-рой образуются ферромагн. слои в плоскостях (111), существует спец. тип T-доменов. Они отличаются тем, какие именно из плоскостей, перпендикулярных четырём пространств. диагоналям, представляют собой ферромагн. слои. Пример T-границы в таком АФМ показан на рис. 3.

В структурах с модулир. спиновой плотностью А. д. могут отличаться направлением волнового вектора структуры.

В АФМ со *слабым ферромагнетизмом* при повороте вектора намагниченности на 180° на такой же угол меняется и направление вектора $\boldsymbol{L}$. В этом случае, приложив сравнительно небольшое внеш. магн. поле, удаётся перевести АФМ в однодоменное состояние. В АФМ без слабого ферромагнетизма это удаётся сделать в очень редких случаях, прикладывая одновременно магн. поле и одностороннее давление.

Наблюдать А. д. значительно труднее, чем *ферромагнитные домены*. T-домены наблюдают оптич. методами

Рис. 3. Два типа границ T-доменов в антиферромагнетиках со структурой NiO (границы показаны штриховкой).



в тонких прозрачных пластинах, что возможно благодаря существованию в АФМ магн. линейного двойного лучепреломления и различию направлений оптич. осей в разных T-доменах. Более универсальными являются методы рентг. и нейтронографич. топографии. Первый метод регистрирует искажение кристаллич. решётки вдоль T-доменной границы, второй — направление (но не знак) вектора $\boldsymbol{L}$ в данной части кристалла.

Для наблюдения S-доменов в MnF_2 успешно применён метод нейтронной топографии с поляризов. пучком нейтронов (1978).

Непосредств. оптич. наблюдение S-доменов удалось осуществить в CoF_2 в 1979 с помощью линейного магнитооптич. эффекта (ЛМОЭ). Симметрия допускает существование ЛМОЭ только в огранич. числе АФМ (в тех же кристаллах, в к-рых возможен *пьезомагнетизм*). Этот эффект состоит в том, что при наложении магн. поля вдоль оптич. оси одноосного АФМ он становится двупреломляющим для света, распространяющегося вдоль оси кристалла (кристалл становится оптически двухосным). Разность показателей преломления для света, поляризованного вдоль оси [100] и оси [010], линейно зависит от магн. поля и меняет знак при изменении знака вектора $\boldsymbol{L}$. Последнее обстоятельство позволяет наблюдать S-домены в оптич. поляризац. экспериментах.

Наличие S-доменов затрудняет наблюдение в АФМ линейных по $\boldsymbol{L}$ эффектов: пьезомагнетизма и магнитоэлектрич. эффекта. Магн. моменты, возникающие при наблюдении этих эффектов, имеют противоположные знаки в смежных S-доменах. В многодоменном образце в отсутствие внеш. поля они могут компенсировать друг друга и сильно уменьшать наблюдаемую величину эффекта.

Наличие T-доменов приводит к тому, что при наблюдении *антиферромагнитного резонанса* во внеш. магн. поле резонансные линии от каждого домена, вообще говоря, наблюдаются при разл. значениях магн. поля $\boldsymbol{H}$, т. к. углы между $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{L}$ в разных T-доменах оказываются различными.

Лит.: Харченко Н. Ф., Еременко В. В., Белый Л. И., Визуальное наблюдение 180-градусных антиферромагнитных доменов, «Письма в ЖЭТФ», 1979, т. 29, с. 432; Фарзтдинов М. М., Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах, М., 1981; Roth W. L., Neutron and optical studies of domains in NiO, «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, p. 2000; Schlenker M., Baruchel J., Neutron techniques for the observation of ferro- and antiferromagnetic domains, там же, 1978, v. 49, p. 1996. *А. С. Боровик-Романов.*

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС — электронный *магнитный резонанс* в *антиферромагнетиках* — явление относительно большого избират. отклика магн. системы антиферромагнетика на периодич. воздействие эл.-магн. поля с частотой, близкой к собств. частотам системы. Это явление сопровождается сильным поглощением энергии электромагнитного поля антиферромагнетиком (АФ).

А. р. был открыт в 1951 нидерл. физиками [К. Гортер (C. J. Gorter) и др.] в орторомбич. АФ $CuCl_2 \cdot H_2O$ при гелиевых темп-рах в полях неск. кЭ на частоте 9,4 ГГц.

С квантовой точки зрения А. р. можно рассматривать как резонансное превращение фотонов эл.-магн. поля в магноны с волновым вектором $k=0$. Квантовое решение задачи об А. р. сводится к определению спектра магнонов с $k=0$.

С классич. точки зрения при А. р. резко возрастает амплитуда вынужденных связанных колебаний векторов намагниченности *подрешёток магнитных* под действием магн. компонента эл.-магн. поля. Вид и частота связанных колебаний существенно зависят от *магнитной атомной структуры* АФ, к-рая может меняться с темп-рой и величиной внеш. магн. поля. Собств. частоты колебаний, как правило, зависят от внеш. магн. поля. Эти зависимости наз. спектром А. р. Вид и частоты намагниченностей подрешёток в АФ находят из *Ландау—Лифшица уравнений*, написанных для намагниченностей $\boldsymbol{M}_j$ всех подрешёток:

$$\frac{\partial \boldsymbol{M}_j}{\partial t} = -\gamma\left[\boldsymbol{M}_j,\ \boldsymbol{H}_{j,\,\text{эфф}}\right] - \gamma \boldsymbol{R}_j,\qquad \boldsymbol{H}_{j,\,\text{эфф}} = -\partial\Phi/\partial \boldsymbol{M}_j. \tag{1}$$

Здесь γ — *магнитомеханическое отношение*, $\boldsymbol{H}_{j,\,\text{эфф}}$ — эфф. магн. поле, $\boldsymbol{R}_j$ — слагаемые, определяющие диссипацию энергии, Φ — свободная энергия, записанная как ф-ция $\boldsymbol{M}_j$ с учётом магн. симметрии АФ. Решения ур-ний (1) могут быть записаны в виде

$$\boldsymbol{M}_j(t) = \boldsymbol{M}_{j0} + \boldsymbol{m}_j e^{i\omega t}, \tag{2}$$

где $\boldsymbol{M}_{j0}$ — намагниченности подрешёток в осн. состоянии, $\boldsymbol{m}_j$ —комплексная амплитуда их колебаний. Подставляя (2) в (1) и считая, что $|\boldsymbol{m}_j| \ll |\boldsymbol{M}_j|$, получают систему ур-ний, линейных по компонентам векторов $\boldsymbol{m}_j$. В отсутствие перем. внеш. магн. поля ур-ния однородны. Приравнивая детерминант этой системы нулю, получают характеристич. ур-ние степени $2n$ относительно частоты ω (n — число подрешёток). Если пренебречь затуханием, то значения корней характеристич. ур-ния (ω_i) определяют собств. частóты колебаний намагниченности подрешёток АФ.

Каждой собств. частоте соответствует своя мода колебаний — колебания набора определённых линейных комбинаций компонентов векторов $\boldsymbol{m}_j$. Эти линейные комбинации являются базисами неприводимых представлений группы *магнитной симметрии* данного состояния АФ.

В общем случае для каждого значения внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}_0$ число собств. частот ω_i равно числу подрешёток в АФ. Две из этих частот стремятся к 0 при стремлении к нулю энергии *магнитной анизотропии* и внеш. поля. Это т. н. релятивистские моды. Остальные моды А. р. в АФ с числом подрешёток $n>2$ называют обменными. Собств. частота обменной моды $\omega_{E_i}=\gamma H_{E_i}$, где H_{E_i} — эфф. обменное поле, равное $J_i M_0$ (J_i — линейная комбинация интегралов *обменного взаимодействия* между разл. подрешётками, M_0 — намагниченность подрешёток). В случае релятивистских мод взаимные колебания подрешёток отсутствуют или малы по сравнению с их колебаниями как целого. В обменных модах основными являются взаимные колебания подрешёток. Обменные моды А. р. можно возбудить эл.-магн. полем только в том случае, если подрешётки в АФ скошены в результате т. н. взаимодействия Дзялошинского (случай слабого антиферромагнетизма, см. *Слабый ферромагнетизм*).

Для нахождения амплитуд вынужденных колебаний в выражение для Φ следует добавить член $(\Sigma_j \boldsymbol{M}_j)\, \boldsymbol{h} e^{i\omega t}$, учитывающий влияние перем. магн. поля. Решение линеаризованной системы ур-ний (1) в этом случае даёт связь между амплитудой колебаний намагниченности

$$\mu = \sum\nolimits_j \boldsymbol{m}_j \tag{3}$$

и амплитудой перем. поля $\boldsymbol{h}$:

$$\mu = \overleftrightarrow{\chi}\boldsymbol{h} \tag{4}$$

где $\overleftrightarrow{\chi}$ — тензор магн. восприимчивости. Зависимость компонентов χ_{ik} тензора от частоты имеет вид обычной кривой дисперсии. Знаменатель в выражении $\chi_{ik}(\omega)$ обращается в нуль при $\omega=\omega_i$, если отсутствует затухание.

При учёте затухания можно выделить мнимую часть $\overleftrightarrow{\chi}$, к-рая описывает поглощение эл.-магн. энергии при А. р.

Ширина кривой поглощения ($\Delta\omega_i$) характеризует затухание. Член $\boldsymbol{R}_j$, описывающий затухание в ф-ле (1), можно представить в виде

$$\boldsymbol{R}_j = \frac{\alpha}{M_0}\left[\boldsymbol{M}_j\left[\boldsymbol{M}_j,\ \boldsymbol{H}_{j,\,\text{эфф}}\right]\right], \tag{5}$$

тогда

$$\Delta\omega_i = \alpha\omega_E. \tag{6}$$

При одинаковых параметрах затухания α ширина линии в АФ значительно, в $H_E/(H_0+H_A)$ раз, больше, чем в ферромагнетике. Положение максимума кривой поглощения сдвигается относительно ω_i на величину $\alpha^2\omega_i$, к-рой обычно пренебрегают и отождествляют частóты А. р. и собств. частóты АФ.

В качестве примера нахождения собств. частот и мод колебаний А. р. рассмотрим одноосный двухподрешёточный АФ при $T=0$ К. Выражение для Φ удобнее записать, используя векторы антиферромагнетизма $\boldsymbol{L}=\boldsymbol{M}_1-\boldsymbol{M}_2$ и намагниченности $\boldsymbol{M}=\boldsymbol{M}_1+\boldsymbol{M}_2$, компоненты к-рых являются базисами неприводимых представлений двухподрешёточного А.:

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{A}{2}\boldsymbol{L}^2 + \frac{B}{2}\boldsymbol{M}^2 + \frac{a}{2}\left(L_x^2 + L_y^2\right) - (\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}) \tag{7}$$

[квадратичный член $(b/2)\left(M_x^2+M_y^2\right)$ и члены высшего порядка для простоты не учитываются]. В дальнейшем принято, что $|\boldsymbol{M}_1|=|\boldsymbol{M}_2|=M_0$, тогда $\boldsymbol{L}^2+\boldsymbol{M}^2=4M_0^2$.

Осн. состояние АФ определяется путём минимизации энергии Φ по $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{M}$. Если $a>0$, то в осн. состоянии в отсутствие поля $\boldsymbol{M}=0$, а вектор $\boldsymbol{L}$ направлен вдоль оси кристалла Oz. В магн. поле $\boldsymbol{H}_0 \perp Oz$ происходит небольшой скос подрешёток и $M_\perp = H_\perp/B$. В магн. поле $\boldsymbol{H}_0 \parallel Oz$ значение $M=0$ вплоть до поля H_c, при к-ром происходит опрокидывание подрешёток (спин-флоп, см. *Антиферромагнетизм*):

$$H_c = H_{AE} = 2M_0\sqrt{aB} = \sqrt{2H_AH_E}. \qquad (8)$$

Здесь введены два эфф. поля — обменное поле $H_E = BM_0$ и поле анизотропии $H_A = 2|a|M_0$. При $H_0 = H_c$ вектор $\boldsymbol{L}$ устанавливается перпендикулярно Oz, возникает намагниченность $M_z = H_0/B$.

Замена в (1) векторов $\boldsymbol{M}_1$, $\boldsymbol{M}_2$ на $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{M}$ даёт систему из 6 ур-ний, решения к-рых ищутся в виде:

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{L}_0 + \boldsymbol{l}e^{i\omega t} \quad \text{и} \quad \boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_0 + \boldsymbol{\mu}e^{i\omega t} \qquad (9)$$

(значения $\boldsymbol{L}_0$ и $\boldsymbol{M}_0$ соответствуют осн. состоянию, а $\boldsymbol{l}$ и $\boldsymbol{\mu}$ — амплитуды колебаний при А. р.).

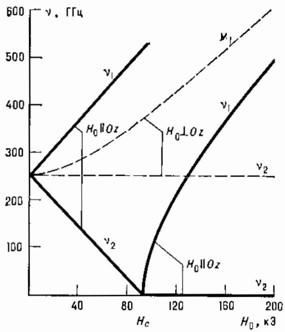


Рис. 1. Зависимость частоты $\nu = \omega/2\pi$ антиферромагнитного резонанса от магнитного поля H_0 для легкоосного антиферромагнетика MnF_2 при $T = 4,2$ К и $H_0 \ll H_E$; $H_c = H_{AE}$ — поле спин-флопа.

Собств. частоты (ω_1 и ω_2) для перечисленных осн. состояний являются корнями характеристич. ур-ния системы из 6 однородных ур-ний относительно l_k и μ_k.

При $\boldsymbol{H}_0 \perp Oz$ и $H_0 < 2H_E$:

$$\omega_1 = \gamma\sqrt{H_{AE}^2 + H_0^2}, \quad \omega_2 = \gamma H_{AE}\sqrt{1 - H_0^2/2H_E^2}. \qquad (10)$$

При $\boldsymbol{H}_0 \| Oz$ и $H_0 < H_c$:

$$\omega_{1,2} = \gamma H_{AE} \pm \gamma H_0. \qquad (11)$$

При $\boldsymbol{H}_0 \| Oz$ и $H_0 > H_c$:

$$\omega_1 = \gamma\sqrt{H_0^2 - H_{AE}^2}, \quad \omega_2 = 0. \qquad (12)$$

В поле $H = H_E$ происходит схлопывание подрешёток (спин-флип). В больших полях резонанс наблюдается на одной частоте: $\omega = \gamma H_0$ (в приближении $H_A \ll H_0$). Зависимость собств. частот от магн. поля показана на рис. 1.

На рис. 2 показан вид свободных колебаний векторов $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{M}$ (относит. величина $\boldsymbol{M}$ сильно завышена) в легкоосном АФ при $H = 0$. Характерной особенностью прецессии векторов намагниченности подрешёток в этом случае является тот факт, что даже в отсутствие внеш. магн. поля подрешётки скашиваются и возникает намагниченность $\boldsymbol{m}$, к-рая прецессирует (в фазе или в противофазе с $\boldsymbol{L}$), оставаясь всё время перпендикулярной вектору $\boldsymbol{L}$. Возникающий при свободных колебаниях скос подрешёток объясняет появление обменного поля H_E в ф-лах для собств. частот. Как видно из рис. 2, две моды колебаний отличаются направлением прецессии векторов $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{M}$ и проекций вектора $\boldsymbol{m}$ на ось Oz. Эта проекция и обусловливает, как видно из ф-лы (6), снятие вырождения при наложении магн. поля вдоль оси Oz. Круговая прецессия векторов намагниченности наблюдается только в легкоосном АФ (в слабом поле $\boldsymbol{H}_0 \| Oz$). В большинстве случаев колебания векторов $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{M}$ носят более сложный характер.

Для АФ типа «лёгкая плоскость» (у них в осн. состоянии вектор $\boldsymbol{L}$ лежит в базисной плоскости) значение параметра a в (7) отрицательно ($a < 0$). В поле $\boldsymbol{H}_0$ любого направления вектор $\boldsymbol{L}$ устанавливается перпендикулярно $\boldsymbol{H}_0$ (в пренебрежение анизотропией в базисной плоскости) и намагниченность $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{H}_0/B$. Собств. частоты свободных колебаний:

$$\omega_1 = \gamma H_0, \quad \omega_2 = \gamma H_{AE}\sqrt{1 - H_0^2/2H_E^2} \quad (\text{при } \boldsymbol{H}_0 \perp Oz); \qquad (13)$$

$$\omega_1 = \gamma\sqrt{H_{AE}^2 + H_0^2}, \quad \omega_2 = 0 \ (\text{при } \boldsymbol{H}_0 \| Oz). \qquad (14)$$

В легкоплоскостных АФ со слабым ферромагнетизмом в ф-лы для А. р. входит поле Дзялошинского $\boldsymbol{H}_D$.

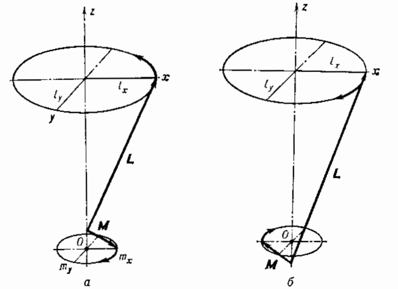


Рис. 2. Прецессия векторов $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{M}$ при антиферромагнитном резонансе в легкоосном антиферромагнетике: *а* — мода с большей частотой [знак + в формуле (11)]: $l_x = il_y$, $m_\perp/l_\perp = \sqrt{H_A/H_E}$; *б* — мода с меньшей частотой [знак − в формуле (11)]: $l_x = -il_y$, $m_\perp/l_\perp = -\sqrt{H_A/H_E}$.

В частности, в ромбоэдрич. АФ со слабым ферромагнетизмом

$$\omega_1 = \gamma\sqrt{H_0(H_0 + H_D)},$$
$$\omega_2 = \gamma H_{AE}\sqrt{1 + H_D(H_D + H_0)/H_{AE}^2}. \qquad (15)$$

Спектр А. р. для легкоплоскостных АФ со слабым ферромагнетизмом приведён на рис. 3. Схема колебаний векторов $\boldsymbol{M}$ и $\boldsymbol{L}$ для НЧ-ветви показана на рис. 4.

Наличие безактивац. ветви А. р. ($\omega_1 = \gamma H_0$) у легкоплоскостного АФ обусловлено общим св-вом систем

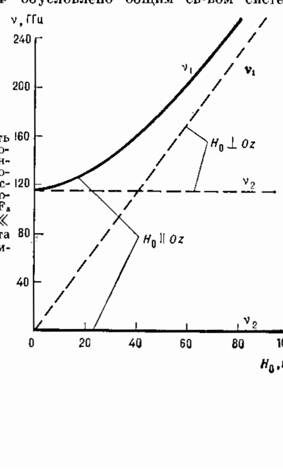


Рис. 3. Зависимость частоты ν антиферромагнитного резонанса от магнитного поля для легкоплоскостного антиферромагнетика $CsMnF_3$ при $T = 4,2$ К и $H_0 \ll H_E$ (без учёта сверхтонкого взаимодействия).

со спонтанно нарушенной симметрией (теорема Голдстоуна). Установление упорядоченного состояния в легкоплоскостном АФ приводит к спонтанному нарушению симметрии — в изотропной базисной плоскости появляется выделенное направление — направление вектора антиферромагнетизма $\boldsymbol{L}$. Однако это направление ничем не зафиксировано, и вращение вектора $\boldsymbol{L}$

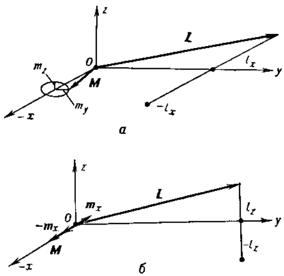


Рис. 4. Колебания векторов $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{M}$ при антиферромагнитном резонансе в легкоплоскостном антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом: *а* — низкочастотная мода, $m_y/(H+H_D) = im_z/H = -l_x/2H_E$; *б* — высокочастотная мода, $m_x/\sqrt{H_A} = il_z/\sqrt{2H_E}$.

в плоскости не влияет на энергию АФ. Поэтому частота колебаний в плоскости должна обращаться в нуль в отсутствие внеш. поля. Это же наблюдается и в состоянии с опрокинутыми подрешётками [в спин-флоп фазе, ф-ла (2)].

Учёт любого слабого (по сравнению с M_0H_A и M_0H_E) взаимодействия, фиксирующего направление вектора $\boldsymbol{L}$ в базисной плоскости, приводит к появлению щели в спектре А. р. и вместо $\omega_1 = \gamma H_0$ ф-ла для резонансной частоты принимает вид

$$\omega_1 = \gamma\sqrt{H_0^2 + H_{эфф}H_E}, \qquad (16)$$

где поле $H_{эфф}$ обусловлено разл. процессами, происходящими в кристалле при установлении в нём магн. упорядочения. Пока изучены два источника возникновения $H_{эфф}$ — спонтанная стрикция и упорядочение ядерных магн. моментов под действием сверхтонкого взаимодействия. Возникающее в результате спонтанной стрикции поле $H_{эфф}$ для ромбоэдрич. кристаллов может быть выражено через модули упругости (s_i) и константы магнитострикции (λ_k):

$$H_{эфф}^{м.у.} = \frac{1}{M_0}\cdot\frac{4\lambda_3^2 s_5 + \lambda_4^2 s_3 - \lambda_3\lambda_4 s_6}{4\left(s_3 s_6 - s_6^2\right)}. \qquad (17)$$

Хотя величина магнитоупругого поля $H_{эфф}^{м.у.}$ мала ($\sim$1 Э), его действие, усиленное полем H_E, приводит к заметной щели в спектре А. р. для ряда АФ. Напр., в гематите (α-Fe_2O_3) щель $\omega_{м.у.} = \gamma\sqrt{2H_{эфф}^{м.у.}\cdot H_E} \approx 3$ ГГц.

Возникающее в результате сверхтонкого взаимодействия поле

$$H_{эфф}^{с.т.} = N\mu_{яд}^2 A_0^2 M_0/3kT. \qquad (18)$$

Здесь N — число магн. ионов в 1 см^3, $\mu_{яд}$ — ядерный магн. момент, A_0 — безразмерная константа сверхтонкого взаимодействия. Эффект сверхтонкого взаимодействия проявляется при низких темп-рах. Для иона Mn^{2+} $H_{эфф}^{с.т.}(Э) = 9/T$(К) и при $T = 4$ К в соединениях $MnCO_3$ и $CsMnF_3$ щель в спектре, возникающая в результате сверхтонкого взаимодействия, эквивалентна действию магн. поля $\approx$1 кЭ и составляет $\approx$3 ГГц.

В кубич. АФ встречаются в осн. два типа магн. структур. В структуре первого типа вектор $\boldsymbol{L}$ направлен вдоль кристаллографич. оси [100]. В этом случае в поле (1—5) кЭ, направленном вдоль оси [100], векторы намагниченности подрешёток устанавливаются перпендикулярно приложенному полю, и спектр А. р. подобен тому, к-рый наблюдается в опрокинутом легкоосном АФ. В слабых полях образец бывает разбит на 90° T-домены (см. *Антиферромагнитные домены*) и наблюдается неск. линий А. р. В структуре 2-го типа вектор $\boldsymbol{L}$ лежит в одной из четырёх плоскостей типа (111). В этом случае с помощью магн. поля невозможно уничтожить T-домены и перевести АФ в однодоменное состояние. В любых полях, меньших поля схлопывания подрешёток (спин-флипа), наблюдается неск. линий А. р. со сложной зависимостью их резонансных полей от угла между полем и кристаллографич. осями образца. Все линии от разных T-доменов сливаются в одну, когда $H_0 \parallel [100]$.

В орторомбич. АФ и кристаллах с более низкой симметрией наблюдаются две щели в спектре А. р. У них в отсутствие внеш. магн. поля наблюдаются две частоты А. р.: $\omega_1 = \gamma\sqrt{H_E H_{A1}}$ и $\omega_2 = \gamma\sqrt{H_E H_{A2}}$, где H_{A1} и H_{A2} — поля анизотропии относительно оси лёгкого намагничивания и оси, следующей за ней по значению энергии анизотропии.

Обычно $H_A \sim 10^3$—10^4 Э (кроме кубич. кристаллов), а обменные поля $H_E \sim 10^5$—10^7 Э. Поэтому частоты А. р. изменяются от 10 до сотен ГГц. Однако есть много АФ, в к-рых значения H_A и H_E на порядок больше. Частоты А. р. приходятся в этом случае на область далёкого ИК-диапазона, где их не всегда можно отличить от др. типов возбуждений.

Изучение спектров А. р. в достаточно широкой области частот и магн. полей даёт обширную информацию о магн. структуре, величинах обменного, анизотропного, сверхтонкого, магнитоупругого и др. видов взаимодействия в антиферромагнетиках, а также о температурной зависимости этих взаимодействий. Изучение ширины линии А. р. в принципе позволяет раскрыть природу процессов релаксации магнонов в АФ.

Для наблюдения А. р. используются радиоспектрометры, аналогичные применяемым для изучения ЭПР, но позволяющие проводить измерения на высоких (до 1000 ГГц) частотах и в сильных (до 1 МГс) магн. полях. Наиболее перспективны спектрометры, в к-рых сканируется не магн. поле, а частота. Получили распространение оптич. методы детектирования А. р.

Лит.: Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973.

А. С. Боровик-Романов.

АНТИЧАСТИЦЫ — элементарные частицы, имеющие те же значения масс, спинов и др. физ. характеристик, что и их «двойники» — «частицы», но отличающиеся от них знаками нек-рых характеристик взаимодействия (*зарядов*, напр. знаком электрич. заряда).

Существование А. было предсказано П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac). Полученное им в 1928 квантовое релятивистское ур-ние движения электрона (см. *Дирака уравнение*) с необходимостью содержало решения с отрицат. энергиями. В дальнейшем было показано, что исчезновение электрона с отрицат. энергией следует интерпретировать как возникновение частицы (той же массы) с положит. энергией и с положит. электрич. зарядом, т. е. А. по отношению к электрону. Эта частица — *позитрон* — открыта в 1932.

В последующих экспериментах было установлено, что не только электрон, но и все остальные частицы имеют свои А. В 1936 в космич. лучах были открыты *мюон* μ^- и его А. μ^+, а в 1947 — π^-- и π^+-мезоны, составляющие пару частица-А.; в 1955 в опытах на ускорителе зарегистрирован *антипротон*, в 1956 — *антинейтрон* и т. д. К наст. времени наблюдались А. практически всех известных частиц, и не вызывает сомнения, что А. имеются у всех частиц.

Существование и свойства А. определяются в соответствии с фундам. принципом квантовой теории поля — её инвариантностью относительно CPT-преобразования (см. *Теорема CPT*). Из CPT-теоремы следует, что масса, спин и время жизни частицы и её А. должны быть одинаковыми. В частности, стабильным (относительно распада) частицам соответствуют стабильные А. (однако в веществе сколько-нибудь длительное существование их невозможно из-за *аннигиляции* с частицами вещества). Состояния частиц и их А. связаны операцией *зарядового сопряжения*. Поэтому частица и А. имеют противоположные знаки электрич. зарядов (и магн. моментов), имеют одинаковый *изотопический спин*, но отличаются знаком его третьей проекции, имеют одинаковые по величине, но противоположные по знаку *странность*, *очарование*, *красоту* и т. д. Преобразование *комбинированной инверсии* (*CP*) связывает спиральные состояния частицы с состояниями А. противоположной спиральности. Частицам и их А. приписываются одинаковые по величине, но противоположные по знаку барионное и лептонное числа.

Вследствие инвариантности относительно зарядового сопряжения (C-инвариантности) сильного и эл.-магн. взаимодействий связанные соответствующими силами составные объекты из частиц (атомные ядра, атомы) и из А. (ядра и атомы *антивещества*) должны иметь идентичную структуру. По той же причине совпадает структура адронов и их А., причём в рамках модели *кварков* состояния антибарионов описываются точно так же, как состояния барионов с заменой составляющих кварков на соответствующие им *антикварки*. Состояния мезонов и их А. отличаются заменой составляющих кварка и антикварка на соответствующие антикварк и кварк. Для *истинно нейтральных частиц* состояния частицы и А. совпадают. Такие частицы обладают определёнными *зарядовой чётностью* (C-чётностью) и CP-чётностью. Все известные истинно нейтральные частицы — бозоны (напр., π^0-, η-, η'-мезоны — со спином 0, ρ^0, ω, φ, J/ψ, Υ — со спином 1), однако в принципе могут существовать и истинно нейтральные фермионы (т. н. *майорановские частицы*).

Слабое взаимодействие не инвариантно относительно зарядового сопряжения и, следовательно, нарушает симметрию между частицами и А., что проявляется в различии нек-рых дифференц. характеристик их слабых распадов.

Если к.-л. из квантовых чисел электрически нейтральной частицы не сохраняется строго, то возможны переходы (осцилляции) между состояниями частицы и её А. В этом случае состояния с определённым несохраняющимся квантовым числом не являются собств. состояниями оператора энергии-импульса, а представляют собой суперпозиции истинно нейтральных состояний с определ. значениями массы. Подобное явление может реализовываться в системах $\nu-\tilde{\nu}$, $n-\tilde{n}$, $K^0-\tilde{K}^0$ и т. п.

Само определение того, что́ называть «частицей» в паре частица-А., в значит. мере условно. Однако при данном выборе «частицы» её А. определяется однозначно. Сохранение барионного числа в процессах слабого взаимодействия позволяет по цепочке распадов бариона определить «частицу» в любой паре барион-антибарион. Выбор электрона как «частицы» в паре электрон-позитрон фиксирует (вследствие сохранения лептонного числа в процессах слабого взаимодействия) определение состояния «частицы» в паре электронных нейтрино-антинейтрино. Переходы между лептонами разл. поколений (типа $\mu \to e\gamma$) не наблюдались, так что определение «частицы» в каждом поколении лептонов, вообще говоря, может быть произведено независимо. Обычно по аналогии с электроном «частицами» называют отрицательно заряж. лептоны, что при сохранении лептонного числа определяет соответствующие нейтрино и антинейтрино. Для бозонов понятие «частица» может фиксироваться определением, напр., *гиперзаряда*.

Рождение А. происходит в столкновениях частиц вещества, разогнанных до энергий, превосходящих порог рождения пары частица-А. (см. *Рождение пар*). В лаб. условиях А. рождаются во взаимодействиях частиц на ускорителях; хранение образующихся А. осуществляют в *накопительных кольцах* при высоком вакууме. В естеств. условиях А. рождаются при взаимодействии первичных космич. лучей с веществом, напр., атмосферы Земли, а также должны рождаться в окрестностях *пульсаров* и активных ядер галактик. Теоретич. астрофизика рассматривает образование А. (позитронов, антинуклонов) при аккреции вещества на *чёрные дыры*. В рамках совр. космологии рассматривают рождение А. при испарении первичных чёрных дыр малой массы.

При темп-рах, превышающих энергию покоя частиц данного сорта (использована система единиц $\hbar=c=k=1$), пары частица-А. присутствуют в равновесии с веществом и эл.-магн. излучением. Такие условия могут реализовываться для электрон-позитронных пар в горячих недрах массивных звёзд. Согласно теории горячей Вселенной, на очень ранних стадиях расширения Вселенной в равновесии с веществом и излучением находились пары частица-А. всех сортов. В соответствии с моделями *великого объединения* эффекты нарушения C- и CP-инвариантности в неравновесных процессах с несохранением барионного числа могли привести в очень ранней Вселенной к *барионной асимметрии Вселенной* даже в условиях строгого начального равенства числа частиц и А. Это даёт физ. обоснование отсутствию наблюдат. данных о существовании во Вселенной объектов из А.

Лит.: Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Нишиджима К., Фундаментальные частицы, пер. с англ., [М.], 1965; Ли Ц., By Ц., Слабые взаимодействия, пер. с англ., М., 1968; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975.

М. Ю. Хлопов.

А́ПЕКС (от лат. apex — верхушка) движения — точка небесной сферы, в к-рую направлена скорость движения наблюдателя относительно к.-л. системы отсчёта. Если условного наблюдателя помещают в центр масс Земли или Солнца, то говорят соотв. об А. движения Земли или Солнца. А. орбитального движения Земли перемещается в течение года, оставаясь в плоскости её орбиты. Положение А. движения Солнца относительно ближайших звёзд (местного стандарта покоя) определяется путём статистич. обработки наблюдаемых собств. движений звёзд. Его приближённые экваториальные координаты (см. *Координаты астрономические*): $\alpha=270°$, $\delta=+30°$. Соотв. скорость Солнца $\approx 19,4$ км/с. А. движения Солнца относительно окружающего межзвёздного газа имеет координаты $\alpha=258°$, $\delta=-17°$, соотв. скорость Солнца 22—25 км/с. Точка небесной сферы, противоположная А., наз. антиапексом.

АПЕРТУ́РА (от лат. apertura — отверстие) (апертурная диафрагма) — действующее отверстие оптич. системы, определяемое размерами линз, зеркал или оправ оптич. деталей. Угловая А. — угол α между крайними лучами конич. светового пучка, входящего в систему (рис.).

Числовая А. равна $n \cdot \sin(\alpha/2)$, где n — показатель преломления среды, в к-рой находится объект. Освещённость изображения пропорциональна квадрату числовой А. Разрешающая способность прибора пропорциональна А. Т. к. числовая А. пропорциональна n, то для её увеличения рассматриваемые предметы часто помещают в жидкость с большим n (т. н. иммерсионную жидкость; см. *Иммерсионная система*).

АПЕРТУ́РНЫЙ СИ́НТЕЗ — метод получения высокого углового разрешения при использовании сравнительно небольших *антенн*, образующих совокупность *радиоинтерферометров*, сигналы с выходов к-рых подвергаются соотв. обработке. В более широком смысле А. с. — метод восстановления по отд. измерениям пространственного распределения полей (для некогерентных полей — пространственной функции корреляции), излучаемых или рассеиваемых к.-л. источником или объектом. Системы А. с. представляют собой *антенны с обработкой сигналов* и применяются в радиолокации и радиоастрономии. В радиолокации распространены системы с «искусств. апертурой», для создания к-рых используется перемещение антенны, а сигнал обрабатывается в процессе этого движения методом когерентного накопления. В радиоастрономии исследуется в осн. некогерентное излучение.

Особенности А. с. рассматриваются ниже на примере радиоастр. систем в связи с задачами исследования углового распределения радиояркости источников с тонкой структурой от угловых минут до долей секунд. Для этих исследований необходимы антенны с отношением $D/\lambda \sim 10^3 \div 10^6$ (λ — длина волны, D — линейный размер апертуры), поэтому, напр., в диапазоне сантиметровых волн требуется D порядка сотен метров и более. Традиц. антенны с апертурой такого диаметра реализовать практически невозможно. Поэтому применяют антенные системы с т. н. незаполненной апертурой, достигая высокого углового разрешения путём обработки измерений в отд. точках или участках, расположенных внутри синтезируемой апертуры. Эти измерения могут быть последовательными во времени или одновременными (последовательный или параллельный синтез) либо сочетать оба вида синтеза.

Последовательный синтез можно пояснить, основываясь на аналогии с *антенной решёткой*. Если на синфазную антенную решётку падает плоская волна, то сигнал в приёмнике определяется суперпозицией токов, наводимых в каждом элементе решётки. При нормальном падении все токи складываются синфазно. Если волна падает под углом к нормали, фаза токов вдоль решётки изменяется линейно, что и обусловливает направленность приёма. Путём соотв. управления фазами токов в отд. элементах осуществляют сканирование луча антенны. Все эти эффекты можно получить с помощью системы, состоящей в простейшем случае только из двух антенн: неподвижной и подвижной, последовательно занимающей места расположения элементов эквивалентной решётки. Измерив комплексные коэф. корреляции токов, наводимых в обеих антеннах, и проведя соотв. обработку (обычно линейное преобразование, чаще всего в виде построения усечённого ряда Фурье с весовыми коэф.), можно в итоге получить то же угловое разрешение, что и при использовании многоэлементной решётки. Этот метод предложил в 1959 М. Райл (M. Ryle) для получения радиоизображения астр. источников. На спектральном языке ему можно придать следующую интерпретацию. Радиоизображение, т. е. угловое распределение радиояркости, представляется в виде фурье-разложения по *пространственным частотам* с безразмерным (в масштабе λ) периодом. Амплитуда и фаза каждой гармоники измеряются двухэлементным радиоинтерферометром с переменной базой. Текущая длина базы d определяет частоту гармоники d/λ, к-рую выделяет радиоинтерферометр. Последоват. серия измерений с базами разной длины и ориентации позволяет определить необходимый набор гармоник и восстановить распределение радиояркости источника с разрешением $\lambda/d_{\text{макс}}$, где $d_{\text{макс}}$ — макс. величина базы.

Т. о., элементарной ячейкой системы последоват. А. с. является двухэлементный радиоинтерферометр, к-рый можно рассматривать как фильтр пространственных частот с узкой полосой пропускания на частоте d/λ. В системах А. с. двухэлементный радиоинтерферометр играет ту же роль, что и резонансный контур в радиотехн. устройствах. Полоса этого контура определяется формой пространственно-частотной характеристики антенн, входящих в состав радиоинтерферометра, поскольку любую антенну со сплошной апертурой можно рассматривать как фильтр низких пространственных частот с граничной частотой D/λ, выше к-рой спектр «обрезается» (т. е. наименьший регистрируемый пространственный период равен λ/D, что соответствует *Рэлея критерию* разрешения; см. *Антенна*). Для изменения длины базы (в проекции на небесную сферу) часто используют вращение Земли (метод суперсинтеза). Синтезируемая при этом апертура в общем случае заполняется эллиптич. дугами. Недостатками систем последоват. А. с. являются большое время наблюдения и невозможность изучения источников, параметры к-рых изменяются за время перемещения антенн.

Параллельный синтез осуществляется с помощью радиоинтерферометров со стационарными антеннами, позволяющих получать информацию обо всех спектральных составляющих одновременно и исследовать не только стационарные, но и переменные во времени процессы. Обычно в многоэлементных системах диаграмма направленности содержит лепестки, характерные для

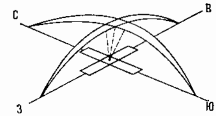
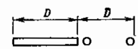


Рис. 1.

Рис. 2.



любой дифракц. решётки, но частично подавляемые за счёт диаграмм отд. элементов, их расположения и методов обработки. С помощью подобных систем можно исследовать лишь источники с угловыми размерами, меньшими углового расстояния между соседними лепестками. Многолепестковость исключается с помощью спец. методов приёма и обработки, реализуемых, в частности, в кресте Миллса (или Т- и Г-образных системах) и компаунд-интерферометрах. Крест Миллса (рис. 1) состоит из двух одномерных антенн (напр., параболич. цилиндров или решёток излучателей), расположенных в виде креста, а компаунд-интерферометры — из существенно разных по геом. размерам и форме антенн [напр., одномерной антенны и двухэлементного (рис. 2) или многоэлементного интерферометра]. Сигналы от антенн перемножаются и усредняются, выделенным в приёмнике оказывается лишь сигнал, попадающий в пересечение диаграмм отд. антенн. В результате диаграмма направленности содержит один гл. лепесток, ширина к-рого определяется протяжённостью системы. Так, ширина лепестка креста Миллса такая же, как у диаграмм направленности одномерных антенн, составляющих крест, а у N-элементного компаунд-интерферометра — как у линейной решётки длиной $2ND$; в компаунд-интерферометрах часто вместо одномерной антенны используют набор небольших антенн, на рис. 3 изображено одно плечо компаунд-интерферометра во Флёрсе (Австралия).

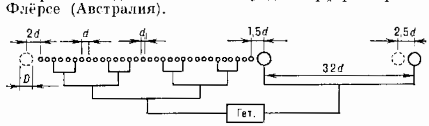
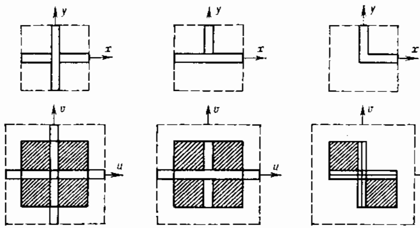


Рис. 3.

Системы А. с. различаются по своим пространственно-частотным характеристикам. На рис. 4—9 приведены области регистрируемых системами А. с. пространственных частот на плоскости u, v: для креста Миллса, Т- и Г-образных систем (рис. 4, заштрихованная часть), кольца (рис. 5), разл. типов радиоинтерферометров — многоэлементного (рис. 6), креста и полукреста Христиансена (рис. 7), трёхэлементного и многоэлементного компаунд-интерферометров (рис. 8) и, наконец, систем последовательного А. с. с подвижными элементами (синтез Т-образной системы, радиоинтерферометра и круговой апертуры, рис. 9). Пунктиром обозначена область частот, регистрируемых соответствующей сплошной апертурой. Из рис. 4 видно, что в кресте Миллса и его модификациях одновременно принимается весь спектр пространственных частот в пределах области, соответствующей сплошной апертуре, т. е. крест, как и сплошная апертура, имеет диаграмму направленности в виде



а *б* *в*

Рис. 4.

узкого, «карандашного» луча и непосредственно измеряет яркостное распределение. В многоэлементных системах с неподвижными антеннами, как видно из рис. 5—8, можно также реализовать «карандашный» луч, если набор регистрируемых частот на плоскости u, v непрерывно заполняет какую-то область (напр., в кольце

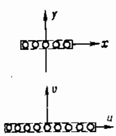


Рис. 6.

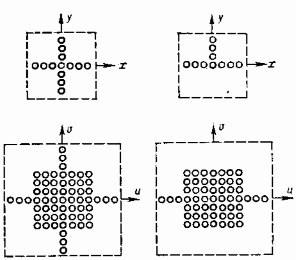


Рис. 7.

и в компаунд-интерферометрах). Подобные системы непосредственно измеряют яркостную темп-ру, хотя позволяют находить и пространственные частоты. Наконец, системы с подвижными элементами (рис. 9) измеряют только спектральные компоненты распределения.

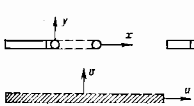


Рис. 8.

Трудности, возникающие при создании систем А. с., связаны в осн. с обеспечением высокой точности установки и контроля положения антенн (допустимая погрешность обычно не должна превышать $10^{-2}\lambda$) и фазостабильной связи между антеннами и центр. пунктом управления и обработки (допустимая погрешность в сдвиге фаз — единицы градусов). Обычно в системах А. с. используют т. н. зависимые гетеродины (т. е. гетеродины в приёмниках антенн, синхронизируемые общим гетеродином из центр. пункта). Связь между гетеродинами осуществляется с помощью коаксиальных, волноводных, радиорелейных и т. п. линий передачи.

Крупнейшей системой А. с. с непосредств. связью между гетеродинами является VLA (Very Large Array), созданная в США в 1981. Из других крупных систем А. с. выделяются инструменты в Вестерборке (Нидерланды), Кембридже (Великобритания), Грип-Бэнке и Калифорнии (США), Т-образная система в Харькове. Одна из наиб. крупных систем А. с. с радиорелейной связью — многоантенная радиорелейная система А. с., объединяющая 6 крупных радиотелескопов Великобритании в единую систему А. с. с базами от 7 до 134 км.

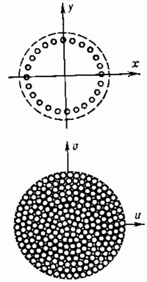
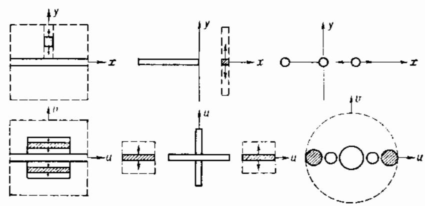


Рис. 5.

В связи с развитием техники радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами, использующей независимые гетеродины, всё большее распространение приобретают глобальные наземные системы А. с., объединяющие крупнейшие радиотелескопы в разл. странах в единую радиоинтерферометрич. сеть. Достигаемое при этом угловое разрешение составляет 10^{-4} угловых секунд. Разработаны проекты наземно-космич. систем А. с. с независимыми гетеродинами и с зависимыми, управляемыми через ИСЗ, возможности к-рых по разрешению и чувствительности чрезвычайно велики. Конкретные



а *б* *в*

Рис. 9.

системы А. с. описаны в ст. *Антенна радиотелескопа* и *Радиоинтерферометр*.

Лит.: Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н., Радиотелескопы и радиометры, М., 1973; Апертурный синтез в радиоастрономии, «Изв. вузов. Радиофизика», 1983, т. 26, № 11; Ryle M., Hewish A., The synthesis of large radio telescopes, «Mon. Notices Roy. Astron. Soc.», 1960, v. 120, p. 220; Swenson G. W., Mathur N. C., The interferometer in radioastronomy, «Proc. IEEE», 1968, v. 56, № 12, p. 2114.

Н. М. Цейтлин.

АПЛАНАТ — оптич. система, создающая вследствие исправления *сферической аберрации* и *комы* резкое изображение в пределах поля, ограниченного лишь допустимыми пределами *астигматизма* и кривизны изображения. А. используются в качестве объективов зрительных труб и микроскопов. Простейший А. состоит из двух склеенных между собой положительной и отрицательной линз.

Лит. см. при ст. *Аберрации оптических систем.*

А. П. Громмагин.

АПОДИЗАЦИЯ — действие над оптич. системой, приводящее к изменению распределения интенсивности в дифракц. изображении светящейся точки. Свободная от аберраций оптич. система даёт изображение точки в виде ряда концентрических тёмных и светлых колец. Создавая с помощью фильтра соотв. распределение амплитуд и фаз на входном зрачке оптич. системы, искусственно ослабляют волну на периферийных участках, устраняя ближайшие к центру один-два светлых дифракц. кольца.

В спектроскопии А. облегчает обнаружение сателлитов спектральных линий, в астрономии — разрешение двойных звёзд с сильно различающейся видимой яркостью.

Лит.: Маршаль А., Франсон М., Структура оптического изображения, пер. с франц., М., 1964.

Г. Г. Слюсарев.

АПОСТИ́ЛЬБ (асб) — устаревшая единица *яркости*; 1 асб$=1/\pi\cdot10^{-4}$ стильб$=0{,}3183$ кд/м^2$=10^{-4}$ *ламберт*.

АПОХРОМА́Т — оптич. система, отличающаяся от *ахромата* более совершенным исправлением *хроматических аберраций*, и в первую очередь исправлением вторичного спектра, к-рый проявляется в несовпадении плоскости резкого изображения для лучей нек-рой длины волны λ_3 с совмещёнными в результате ахроматизации изображениями для лучей длин волн λ_1 и λ_2 при $\lambda_1<\lambda_3<\lambda_2$. Радикальным средством для апохроматизации линзовых оптич. систем является применение пары оптич. материалов, обладающих существенно разл. дисперсиями $n_{\lambda_1}-n_{\lambda_2}$ и равными или близкими по численным значениям относит. частными дисперсиями $(n_{\lambda_1}-n_{\lambda_3})/(n_{\lambda_1}-n_{\lambda_2})$. Такими свойствами обладает, в частности, пара: флюорит (CaF_2) и стекло из группы «особый флинт». А. по сравнению с ахроматами либо применяются в более широкой области спектра, либо при одинаковой области спектра создают более совершенное изображение. Наиб. широко А. используются в качестве объективов для микроскопов.

Лит. см. при ст. *Аберрации оптических систем.*

А. П. Грамматин.

АППАРА́ТНАЯ ФУ́НКЦИЯ — характеристика линейного измерит. устройства, устанавливающая связь измеренной величины на выходе устройства с истинным значением этой величины на его входе. Наиб. часто с помощью А. ф. характеризуют *спектральные приборы*. Математически А. ф. определяется из ур-ния

$$f(x)=\int_{-\infty}^{\infty} a(x-x')\,\varphi(x')\,dx', \qquad (*)$$

где $f(x)$ — измеренное распределение физ. величины, $\varphi(x)$ — истинное распределение, $a(x)$ — А. ф. Во мн. исследованиях возникает задача вычисления истинного распределения $\varphi(x)$ по измеренному $f(x)$ и известной А. ф. Эта задача сводится к решению интегрального ур-ния (*) относительно ф-ции $\varphi(x)$. Для решения ур-ния

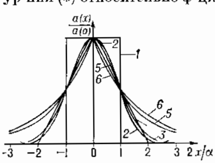


Рис. 1. Аппаратные функции различных форм.

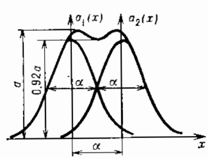


Рис. 2.

(*) применяется преобразование Фурье, при этом решение может быть выполнено только для немногих видов ф-ции $f(x)$ и $a(x)$. Это возможно, в частности, если эти ф-ции имеют вид дисперсионной и гауссовой кривых (рис. 1, кривые *5*, *3*). Во многих случаях применяются разнообразные приближённые методы вычисления.

А. ф. может быть рассчитана теоретически по известным параметрам измерит. устройства, однако это представляет собой достаточно сложную задачу и даёт, как правило, приближённые результаты. Поэтому очень часто А. ф. определяют эксперим. путём. Так, А. ф. оптич. спектрометра может быть измерена с достаточно большой точностью, если для освещения входной щели использовать излучение с выхода др. спектрометра с известной А. ф., на 1—2 порядка меньшей ширины, чем у данного, либо использовать источник с узкой спектральной линией, в окрестностях к-рой перестраивается (по длинам волн, частотам или обратным сантиметрам) спектрометр с измеряемой А. ф. При таком измерении форма и ширина А. ф. будут определены точнее, чем расчётным путём, т. к. при этом учитываются даже неточности юстировки, к-рые никак не могут быть учтены при расчёте. Рассчитанная или измеренная А. ф. реальных приборов на практике аппроксимируется с помощью ряда ф-ций; графики наиболее часто используемых ф-ций приведены на рис. 1.

1 — щелеобразная $a(x)=\begin{cases}\dfrac{1}{\alpha} & \text{при } \dfrac{|x|}{\alpha}<\dfrac{1}{2};\\[2mm] 0 & \text{при } \dfrac{|x|}{\alpha}>\dfrac{1}{2};\end{cases}$

2 — дифракционная $a(x)=\dfrac{1}{s_0}\left[\dfrac{\sin(\pi x/s_0)}{\pi x/s_0}\right]^2$, $\alpha=0{,}886s_0$

3 — гауссова $a(x)=\dfrac{2}{\alpha}\sqrt{\dfrac{\ln 2}{\pi}}\exp\left\{-4\ln 2\,\dfrac{x^2}{\alpha^2}\right\}$;

4 — треугольная $a(x)=\begin{cases}\dfrac{1}{\alpha}\left(1-\dfrac{|x|}{\alpha}\right) & \text{при } \dfrac{|x|}{\alpha}\leqslant 1;\\[2mm] 0 & \text{при } \dfrac{|x|}{\alpha}>1;\end{cases}$

5 — дисперсионная $a(x)=\dfrac{\alpha/2\pi}{x^2+(\alpha/2)^2}$;

6 — экспоненциальная $a(x)=\dfrac{\ln 2}{\alpha}\exp\left\{-2\dfrac{|x|}{\alpha}\ln 2\right\}$.

Все графики приведены к одной и той же ширине α. Под шириной А. ф. понимают разность абсцисс, при к-рых значения ф-ции в 2 раза меньше её макс. значения. Часто ширину А. ф. наз. «полушириной», иногда «спектральной шириной щели» или реже «спектральной шириной А. ф.». Ширина А. ф. характеризует разрешающую способность спектрометра. Действительно, если расположить на расстоянии ширины две кривые, напр. гауссовой формы (рис. 2), их суммарная огибающая обладает минимумом в центре, составляющем 0,92 от её максимума. При этом можно считать, что две регистрируемых полосы излучения или поглощения разрешены. Т. о., приближённо предельное разрешение прибора равно предельно малой ширине его А. ф. При увеличении ширины А. ф. соответственно ухудшается разрешение.

А. ф. оптич. прибора, создающего изображение (телескоп, микроскоп и др.), описывает распределение освещённости в создаваемом прибором изображении бесконечно малого (точечного) источника излучения. Идеальный оптич. прибор изображает точечный источник излучения в виде точки $\varphi(x, y)$, его А. ф. везде, кроме этой точки, равна нулю. Реальные оптич. приборы изображают точку в виде пятна рассеянной энергии; А. ф. таких приборов не равна нулю в области конечных размеров $f(x, y)$. Величина этой области и вид А. ф. для разных приборов различны. В безаберрац. приборах величина А. ф. определяется *дифракцией света* и может быть рассчитана для разных форм апертурной диафрагмы. Угловые размеры области, в к-рой А. ф. отлична от нуля, по порядку величины равны λ/D, где λ — длина волны, D — размер входного зрачка (см. также *Дифракционная расходимость*). Аберрации и дефекты изготовления оптич. деталей приводят к дополнит. расширению области, в к-рой А. ф. отлична от нуля. Площадь конечных размеров $f(x, y)$, к-рую занимает изображение точечного источника реальным прибором, является в этом случае А. ф. этого оптич. прибора $a(x, y)$. Расчёт А. ф. при наличии аберраций очень сложен и практически не всегда возможен, поэтому часто её определяют эксперим. путём. А. ф. позволяет оценить разрешающую способность оптич. приборов: чем шире А. ф., тем хуже разрешение, так же как и для спектрометров. В табл. приводятся разрешающая способность и А. ф. нек-рых оптич. приборов.

Прибор	Разрешающая способность, лин/мм	Аппаратная функция, мм
Фотоаппарат	50	$20 \cdot 10^{-3}$
Репродукционный объектив . .	500	$2 \cdot 10^{-3}$
Микроскоп	5000	$0,2 \cdot 10^{-3}$
Телескоп	5000	$0,2 \cdot 10^{-3}$

А. ф. является не только и не столько критерием разрешения, сколько характеристикой прибора, знание которой позволяет вычислить истинное распределение в спектре величины, характеризующей изучаемое явление.

Лит.: Раутиан С. Г., Реальные спектральные приборы, «УФН», 1958, т. 66, с. 475; Харкевич А. А., Спектры и анализ, Избр. труды, т. 2, М., 1973. *О. Д. Дмитриевский.*

АППЕЛЯ УРАВНЕНИЯ — дифференциальные ур-ния движения любой механич. системы с голономными или неголономными связями (см. *Связи механические*). Предложены П. Э. Аппелем (P. E. Appell) в 1899.

А. у., число к-рых равно числу степеней свободы системы, имеют вид

$$\frac{\partial S}{\partial \ddot{q}_i} = Q_i \quad (i = 1,\ 2,\ \ldots,\ k), \qquad (1)$$

где $\ddot{q}_i$ — вторые производные по времени от независимых между собой *обобщённых координат* системы q_i; Q_i — *обобщённые силы*, соответствующие этим координатам; S — т. н. энергия ускорения:

$$S = \frac{1}{2}\sum_{\nu=1}^{n} m_\nu w_\nu^2 = \frac{1}{2}\sum_{\nu=1}^{n} m_\nu (\ddot{x}_\nu^2 + \ddot{y}_\nu^2 + \ddot{z}_\nu^2); \qquad (2)$$

здесь n — число точек системы, m_ν, w_ν и x_ν, y_ν, z_ν — их массы, ускорения и декартовы координаты соответственно. Для составления А. у. следует все x_ν, y_ν, z_ν выразить через q_j (при связях, зависящих от времени, в эти выражения войдёт ещё и время t) и представить S в виде ф-ции от всех q_j, $\dot{q}_j$, $\ddot{q}_j$ и t.

Обычно А. у. применяют для изучения движения *неголономных систем*. В этом случае $k = s - r$, где s — число обобщённых координат q_j, а r — число неинтегрируемых дифференц. соотношений

$$A_{1\rho}\dot{q}_1 + A_{2\rho}\dot{q}_2 + \ldots + A_{s\rho}\dot{q}_s + B_\rho = 0 \qquad (3)$$

($\rho = 1,\ 2,\ \ldots,\ r$), к-рым должны удовлетворять обобщённые скорости $\dot{q}_j$ ($A_{j\rho}$ и B_ρ — известные ф-ции координат q_j и времени t). Ур-ния (1) вместе с (3) и образуют систему s дифференц. ур-ний, к-рые служат для определения координат q_j. В случае *голономных систем* предпочтительнее пользоваться *Лагранжа уравнениями* движения, т. к. входящая в них величина кинетич. энергии системы выражается через обобщённые координаты значительно проще, чем энергия ускорения.

Лит.: Аппель П., Теоретическая механика, пер. с франц., т. 2, М., 1960, с. 332; Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, ч. 2, 6 изд., М., 1972, с. 97. *С. М. Тарг.*

АРГОН (Argon), Ar,— хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, инертный бесцветный газ, ат. номер 18, ат. масса 39,948. А. содержится в атм. воздухе (0,93%) и состоит из трёх стабильных изотопов: ^{36}Ar (0,337%), ^{38}Ar (0,063%) и ^{40}Ar (99,600%). Конфигурация внеш. электронной оболочки $3s^2p^6$. Энергии последовательных ионизаций соответственно равны 15,759; 27,63 и 40,91 эВ. Ван-дер-ваальсов радиус А. 0,192 нм.

Плотность А. при нормальных условиях 1,7839 кг/м^3, $t_{пл} = -189,3$°С, $t_{кип} = -185,9$°С (при нормальном давлении). Теплота плавления 1,176 кДж/моль, теплота испарения 6,523 кДж/моль, плотность жидкого А. 1,401 кг/дм^3, твёрдого (—233°С) —1,65 кг/дм^3, $t_{крит} = -122,43$°С, $p_{крит} = 4,86$ МПа, критич. плотность 0,5308 кг/дм^3. Тройная точка: 83,78 К, 68,9 кПа.

Хим. соединения А. неизвестны. А. образует соединения включения (клатраты) с веществами, размеры полостей в кристаллич. решётках к-рых примерно равны размерам атома А. Атомы А. могут образовывать т. н. *ван-дер-ваальсовы молекулы*. А. наполняют разрядные трубки (сине-голубое свечение), на определении отношения концентраций ^{40}Ar и ^{40}K основан один из методов определения возраста минералов, А. применяют в активных средах лазеров.

Лит.: Фастовский В. Г., Ровинский А. Е., Петровский Ю. В., Инертные газы, М., 1964; Бердоносов С. С., Инертные газы вчера и сегодня, М., 1966. *С. С. Бердоносов.*

АРГОНОВЫЙ ЛАЗЕР — см. в ст. *Газоразрядные лазеры.*

АРГУМЕНТА ПРИНЦИП — утверждение, согласно к-рому при однократном обходе вдоль замкнутого контура аргумент *аналитической функции*, отнесённый к 2π, получает приращение, равное разности между числом нулей и числом полюсов этой ф-ции внутри контура. Предполагается, что контур лежит в области аналитичности рассматриваемой ф-ции, что ф-ция не обращается в нуль на контуре и что внутри контура у неё нет никаких других особенностей, кроме, быть может, полюсов. Обход контура производится в направлении против часовой стрелки, а каждый нуль или полюс подсчитывается с учётом его кратности. Термин «аргумент» употребляется здесь в обычном для комплексных чисел смысле: если $f = |f| \exp(i\varphi)$, то $\arg f = \varphi$. А. п. вытекает из теоремы о логарифмич. вычете.

А. п. играет существ. роль в геом. теории аналитич. ф-ций, при исследовании нулей ф-ции, в теории устойчивости динамич. систем. *Б. И. Завьялов.*

АРЕОМЕТР — прибор для измерения плотности жидкости и твёрдых тел. Подробнее см. *Плотномер.*

АРОМАТ (англ. flavour) в теории элементарных частиц — характеристика типа *кварка*. Каждому из шести известных кварков (u, d, s, c, b, t) отвечает свой А. (напр., *странность*, *очарование*, *прелесть*). А. сохраняется в сильном и эл.-магн. взаимодействиях и не сохраняется в слабом.

АРХИМЕДА ЗАКОН — закон статики жидкостей и газов, согласно к-рому на всякое тело, погружённое в жидкость (или газ), действует со стороны этой жидкости (газа) выталкивающая сила, равная весу вытесненной телом жидкости (газа), направленная по вертикали вверх и приложенная к центру тяжести вытесненного объёма. Выталкивающую силу наз. также архимедовой или гидростатич. подъёмной силой. Давление, действующее на погружённое в жидкость тело, увеличивается с глубиной погружения, поэтому сила давления на ниж. элементы поверхности тела больше, чем на верхние. В результате сложения всех сил, действующих на каждый элемент поверхности, получается равнодействующая F, направленная по вертикали вверх. Если же тело плотно лежит на дне, то давление жидкости только сильнее прижимает его ко дну.

Если вес тела меньше выталкивающей силы, то тело всплывает на поверхность до тех пор, пока вес вытесненной погружённой частью тела жидкости не станет равным весу тела. Если вес тела больше выталкивающей силы, тело тонет; если же вес тела равен ей, тело плавает внутри жидкости.

А. з.— основа теории *плавания тел*. Открыт Архимедом (Archimēdēs) в 3 в. до н. э.

АРХИМЕДА ЧИСЛО — *подобия критерий* двух гидродинамич. или тепловых явлений, при к-рых выталкивающая сила (см. *Архимеда закон*) и сила вязкости будут определяющими:

$$Ar = g\,\frac{l^3}{\nu^2}\,\frac{\rho - \rho_1}{\rho_1},$$

где l — характерный линейный размер, ν — коэф. кинематич. вязкости, ρ и ρ_1 — плотность среды в двух точках, g — ускорение свободного падения. Если изменение плотности вызвано изменением темп-ры ΔT, то $(\rho - \rho_1)/\rho_1 = \beta \cdot \Delta T$ (β — коэф. объёмного расширения) и Архимеда число превращается в *Грасгофа число*: $Gr=(gl^3/\nu^2)\beta\cdot\Delta T$.

АРХИТЕКТУ́РНАЯ АКУ́СТИКА (акустика помещений) — область акустики, в к-рой изучаются закономерности распространения звуковых волн в помещениях с целью создания приёмов и методов проектирования аудиторий и залов разл. назначения, обеспечивающих в них условия хорошей слышимости речи и музыки.

Акустич. процессы (поведение звука) в помещениях рассматриваются с позиций *геометрической акустики* или более строгой волновой теории. В последнем случае воздушный объём помещения представляют как систему, имеющую ряд собств. колебаний, каждое из к-рых характеризуется своим показателем затухания. В области НЧ собств. колебания отделены друг от друга по частотам сравнительно большими интервалами, т. е. спектр собств. частот имеет дискретную структуру. В области ВЧ спектр уплотняется и число собств. колебаний быстро увеличивается. Стационарные, установившиеся колебания воздуха в помещении можно рассматривать как сумму стоячих волн с собств. частотами помещения. При выключении источника звука стоячие волны исчезают не сразу. Их энергия уменьшается со временем по экспоненц. закону. Процесс затухания свободных колебаний в помещении наз. *реверберацией*. Когда плотность энергии и интенсивность звука равномерно распределены по помещению, звуковое поле наз. диффузным.

Расчёт акустики помещений больших размеров обычно производится методами геом. акустики, к-рые достаточно точны при условии, что длины звуковых волн значительно меньше размеров отражающих поверхностей плоских элементов помещения и радиусов кривизны искривлённых элементов. Отражения звуковых лучей от отражающих поверхностей описываются с помощью мнимых источников звука, к-рые расположены зеркально к отражающим поверхностям и мощность к-рых предполагается уменьшенной пропорционально коэф. отражения для данной поверхности. Зная скорость распространения звука, определяют запаздывание отражённых звуковых лучей по отношению к прямому и строят картину распространения звуковых лучей, позволяющую выявить разл. акустич. дефекты помещения. После выключения источника интенсивность звука в помещении постепенно убывает из-за поглощения при отражениях от ограждающих поверхностей, т. е. происходит реверберация. Согласно статистич. теории, в помещении возникает звуковое поле, близкое к диффузному, к-рое характеризуется тем, что во всех его точках усреднённые по времени уровень звукового давления и поток звуковой энергии по любому направлению постоянны. Статистич. теория позволяет при известных средних коэф. звукопоглощения

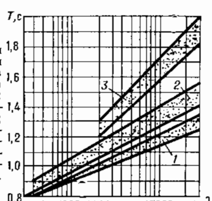


Рис. 1. Оптимальные значения времени реверберации T для залов различного назначения в зависимости от их объёма V в диапазоне частот 500—2000 Гц: *1* — лекционные залы, залы пассажирских помещений вокзалов; *2* — залы драматических театров, залы многоцелевого назначения средней вместимсти, кинотеатры; *3* — залы театров оперы и балета, концертные залы.

ограждающих поверхностей и известной средней длине свободного пробега звуковых волн получить расчётные ф-лы времени реверберации T, величина к-рого зависит от объёма помещения и звукопоглощения в нём. Акустич. качество помещения определяется в первую очередь временем реверберации и его частотной характеристикой. Установлено, что гулкость помещения наилучшим образом оценивается нач. участком послезвучания (первые 10—15 дБ) — «время реверберации по раннему спаду». Оптим. значение T зависит как от назначения зала (характера звучания) (рис. 1), так от его объёма.

Значит. влияние на слышимость речи или на звучание музыки оказывает структура первых отражений звука, определяемая их уровнями и временем запаздывания по сравнению с прямым звуком. Необходимо различать две качественно неравноценные части ревербрац. сигнала. Первая (начальная) часть содержит эхосигналы с относительно небольшим запаздыванием; она играет полезную роль, усиливая первичный сигнал и обогащая его звучание. Вторая (поздняя) часть при недостаточно малых уровнях создаёт заметную помеху восприятию, снижая чёткость сигнала. Для достижения высокого акустич. качества концертных залов важное значение имеет степень диффузности звукового поля.

Как критерий акустического качества залов наиболее часто используется запаздывание прихода первого отражения по сравнению с прямым звуком, к-рое не должно превышать 0,02—0,03 с. При разнице во времени прихода прямого и отражённого сигналов более 0,05 с человек воспринимает отражённый звук как эхо. В залах, предназначенных для слушания речи (аудитории, драматич. театры), осн. значение имеет артикуляция, к-рая оценивается в процентах правильно понятых слов или слогов по отношению ко всем произнесённым. Акустич. качества музыкальных залов оцениваются такими критериями, как ясность, пространственность, громкость, тембр музыкального звучания.

Задача А. а.— выбор такой формы помещения и акустич. импеданса его ограждений, чтобы помещение

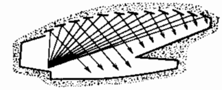


Рис. 2. Форма потолка зала, обеспечивающего равномерное распределение отражённого звука.

являлось, насколько возможно, равномерной системой для передачи звука и в то же время не теряло полностью эффекта усиления звука за счёт отражений от внутр. поверхностей. Выбор формы зала — основа обеспечения равномерного распределения звуковой энергии по площади слушательских мест и создания мало запаздывающих (полезных) первых отражений (рис. 2). Форма отражающих поверхностей должна быть такой, чтобы не происходила концентрация отражённого ими звука. Для залов ср. вместимости отношение длины зала к ср. ширине и отношение ср. ширины к ср. высоте целесообразно принимать не более 2. Оптим. время реверберации при заданном объёме зала достигается расположением звукопоглощающих материалов и конструкций на его поверхностях. Для повышения степени диффузности большие гладкие поверхности зала расчленяют декоративными или конструктивными элементами.

Испытания акустич. качеств залов и аудиторий проводятся как в натурных условиях, так и методами физ. или эл.-акустич. моделирования или с помощью ЭВМ. В залах средней и большой вместимости применяют эл.-акустич. системы звукоусиления, искусств. реверберации и имитации звуковых отражений.

Лит.: Контюри Л., Акустика в строительстве, пер. с франц., М., 1960; Ганус К., Архитектурная акустика, пер. с нем., М., 1963; Ковригин С. Д., Архитектурно-строительная акустика, М., 1980; Kuttruff H., Room Acoustics, 2 ed., L., 1979.

Г. Л. Осипов.

АСИМПТОТИ́ЧЕСКАЯ СВОБО́ДА в квантовой теории поля — свойство нек-рых моделей взаимодействия частиц, выражающееся в том, что интенсивность взаимодействия двух частиц, характеризуемая *эффективным зарядом* (эфф. константой взаимодействия), стремится к нулю с ростом передачи импульса, т. е. (согласно соотношению неопределённостей) с приближением частиц друг к другу. Это означает, что в пределе $|Q^2| \to \infty$, где Q^2 — квадрат переданного 4-импульса, частицы ведут себя почти как свободные (невзаимодействующие). Свойство А. с. имеют теории, обладающие неабелевой *калибровочной инвариантностью*. Важный пример таких теорий — *квантовая хромодинамика*, т. е. теория сильного взаимодействия цветных *кварков* и *глюонов*, в к-рой асимптотич. поведение эфф. заряда $\alpha_s(Q^2)$ (аналога *тонкой структуры постоянной* α в квантовой электродинамике) описывается выражением:

$$\alpha_s(Q^2) \sim 4\pi/(11 - {}^2/_3 n_f) \ln(|Q^2|/\Lambda^2),$$

где n_f — число типов (или ароматов) кварков (пока известно шесть), Λ — фундам. размерный параметр сильного взаимодействия, эксперим. значение к-рого составляет 100—200 МэВ/с (вследствие чего, напр., при $|Q^2| \sim 10^2$—10^3 ГэВ^2/с^2 значение α_s не превышает $^1/_5$). Благодаря свойству А. с. кварки и глюоны в *жёстких процессах* выглядят как *партоны*, что, в частности, позволяет объяснить приближённый скейлинг Бьёркена в *глубоко неупругих процессах*. Др. примером является *великое объединение* взаимодействий, где А. с. должна проявляться при $|Q^2| > (10^{15}$ ГэВ/с$)^2$.

Лит.: Вайнштейн А. И. [и др.], Чармоний и квантовая хромодинамика, «УФН», 1977, т. 123, с. 217; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980, § 33; Волошин М. Б., Тер-Мартиросян К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984; Индурайн Ф., Квантовая хромодинамика, пер. с англ., М., 1986.

А. В. Ефремов.

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ТЕОРЕМЫ в физике высоких энергий — общие утверждения о характере асимптотич. поведения сечений взаимодействия частиц при энергии $\mathscr{E} \to \infty$, строго доказываемых в квантовой теории поля (КТП) при наложении определ. условий на соотв. амплитуды переходов. А. т. обычно формулируются в виде равенств или неравенств для полных или дифференц. сечений взаимодействия частиц при высоких энергиях.

Первой А. т. была *Померанчука теорема* [1], к-рая устанавливает равенство полных сечений взаимодействия частицы (A) и античастицы ($\tilde{A}$) с одной и той же мишенью (B) при условии, что эти сечения стремятся при высоких энергиях к отличным от нуля постоянным пределам:

$$\sigma^{AB}_{\text{полн}}(\infty) = \sigma^{\tilde{A}B}_{\text{полн}}(\infty), \qquad (1)$$

где

$$\sigma^{AB,\,\tilde{A}B}_{\text{полн}}(\infty) = \lim_{\mathscr{E}\to\infty} \sigma^{AB,\,\tilde{A}B}_{\text{полн}}(\mathscr{E}).$$

Предположение об асимптотич. постоянстве $\sigma_{\text{полн}}$ взаимодействия частиц, положенное в основу теоремы Померанчука, не вытекает из общих принципов теории. С вводом в строй новых ускорителей заряж. частиц в 1970-х гг. было обнаружено возрастание полных сечений взаимодействия адронов с ростом энергии.

Обобщением теоремы Померанчука на случай монотонно возрастающих полных сечений при высоких энергиях является следующее асимптотич. равенство:

$$\lim_{\mathscr{E}\to\infty} \frac{\sigma^{\tilde{A}B}_{\text{полн}}(\mathscr{E})}{\sigma^{AB}_{\text{полн}}(\mathscr{E})} = 1. \qquad (2)$$

Аналогичное равенство установлено и для дифференц. сечений упругого рассеяния при фиксированном значении квадрата передачи 4-импульса $(-t)$:

$$\lim_{\mathscr{E}\to\infty} \frac{\left(\dfrac{d\sigma}{dt}\right)_{AB\to AB}}{\left(\dfrac{d\sigma}{dt}\right)_{\tilde{A}B\to\tilde{A}B}} = 1, \qquad (3)$$

если амплитуда соотв. процессов принадлежит к определ. классу функций. Утверждения (2), (3) были доказаны А. А. Логуновым с сотрудниками и Л. Ван-Ховом [2—4].

Примером А. т., формулируемой в виде неравенства, является *Фруассара теорема* [5]:

$$\sigma^{AB}_{\text{полн}}(\mathscr{E}) \leqslant \frac{\pi}{m_\pi^2} \ln^2 \mathscr{E}, \qquad (4)$$

где m_π — масса пиона, ограничивающая возможный рост полных сечений взаимодействия при высоких энергиях. Первонач. доказательство теоремы Фруассара было дано в предположении справедливости *Мандельстама представления* для амплитуды рассеяния $AB \to AB$. Впоследствии было показано [6], что эта теорема вытекает из самых общих принципов КТП — причинности, унитарности и полиномиальной ограниченности (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*).

Аналогичные ограничения могут быть строго доказаны в рамках общих принципов КТП для дифференц. сечений как упругих, так и *инклюзивных процессов*, напр. [7, 8]:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\cos\theta}\bigg|_{\theta=0,\,\pi} \leqslant \frac{s}{m_\pi^2} \ln^2 \mathscr{E}, \quad \mathscr{E} \to \infty,$$

где σ и $d\sigma/d\cos\theta$ — соотв. полное и дифференц. сечения либо упругого двухчастичного $A+B \to C+D$, либо инклюзивного $A+B \to C+X$ процессов, где θ — угол вылета частицы C в системе центра инерции (СЦИ) частиц A и B, X — произвольная система адронов, образующихся вместе с частицей C в конечном состоянии инклюзивной реакции, s — квадрат энергии сталкивающихся частиц в СЦИ.

Значение А. т. для физики элементарных частиц заключается в представляемой ими принципиальной возможности прямой (не зависящей от модели) проверки первичных принципов, лежащих в основе КТП.

Лит.: 1) Померанчук И. Я., Равенство полных сечений взаимодействия нуклонов и антинуклонов при больших энергиях, «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 725; 2) Волков Г. Г., Логунов А. А., Мествиришвили М. А., О равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц при высоких энергиях, «ТМФ», 1970, т. 4, с. 196; 3) Logunov A. A. и др., Asymptotic relations between cross sections in local field theory, «Phys. Lett.», 1963, v. 7, p. 69; 4) Van Hove L., An extension of Pomeranchuk's theorem to diffraction scattering, там же, 1963, v. 5, p. 252; 5) Froissart M., Asymptotic behaviour and subtractions in Mandelstam representation, «Phys. Rev.», 1961, v. 123, p. 1053; 6) Martin A., Extension of the axiomatic analyticity domain of scattering amplitudes by unitarity 1. «Nuovo Cim.», 1966, v. 42 A, p. 930; 7) Logunov A., Mestvirishvili M., Nguyen Van Hieu, High energy behaviour of inelastic cross sections, «Phys. Lett.», 1967, v. 25B, p. 611; 8) Общие принципы квантовой теории поля и их следствия, под ред. В. А. Мещерякова, М., 1977.

В. А. Матвеев.

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ РЯД — см. *Асимптотическое разложение*.

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ — представление ф-ции $f(x)$ в окрестности точки $x=x_0$ в виде ряда

$$f(x) \sim \sum\nolimits_{n=0}^{\infty} a_n \varphi_n(x), \qquad (1)$$

где $\varphi_n(x)$, $n=0, 1, 2, \ldots$ — последовательность ф-ций, для к-рой $\varphi_{n+1}(x)/\varphi_n(x) \to 0$ при $x \to x_0$ (знак $\sim$ означает асимптотич. равенство). Если коэффициенты a_n — постоянные, то разложение (1) наз. асимптотич. разложением в смысле Пуанкаре, ряд в правой части (1) — асимптотич. рядом, а x_0 — выделенной точкой.

Важным частным случаем асимптотич. рядов является асимптотич. степенной ряд

$$f(x) \sim \sum\nolimits_{n=0}^{\infty} f_n x^n \quad (x \to 0), \qquad (2)$$

причём по определению

$$\lim_{x\to 0} x^{-N} \left\{ f(x) - \sum\nolimits_{n=0}^{N} f_n x^n \right\} \to 0, \quad N=0, 1, 2, \ldots, \qquad (3)$$

Соответствующее ему А. р. есть А. р. в смысле Пуанкаре.

Асимптотич. ряды, как правило, расходятся, тем не менее их практич. ценность очень велика, т. к. каждая частичная сумма ряда $\sum_{n=0}^{N} f_n x^n$ даёт приближённое выражение для $f(x)$ с погрешностью, убывающей с уменьшением x тем быстрее, чем больше N. Однако, в отличие от сходящихся рядов, расходящиеся асимптотич. ряды могут обеспечить лишь нек-рую конечную точность приближения, зависящую от величины N. В квантовой теории поля, напр., асимптотич. ряд перенормированной теории возмущений по константе взаимодействия, точнее по её квадрату α, как правило, имеет факториально растущие коэфф., т. е. ряд имеет вид

$$\sum_{n=n_0 \geqslant 0}^{\infty} c_n n!\, \alpha^n, \tag{4}$$

где c_n — нек-рое медленно меняющееся по сравнению с $n!$ число, $n_0 \geqslant 0$ зависит от представляемой рядом величины. В частности, в квантовой электродинамике, где $\alpha = {}^1/_{137}$, несмотря на расходимость ряда (4), его частичные суммы, вплоть до $N=137$, обеспечивают точность приближения, к-рая практически может считаться абсолютной.

Др. пример асимптотич. степенного ряда — А. р. интеграла

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(-t^2 - xt^4) =$$
$$= \exp(1/8x)\, K_{1/4}(1/8x)/\sqrt{4x}, \tag{5}$$

где $K_{1/4}$ — модифицир. ф-ция Бесселя III рода, или ф-ция Макдональда (см. *Цилиндрические функции*). Степенное А. р. может быть получено разложением экспоненты в подынтегральном выражении (5) в ряд Маклорена по x и последующим почленным интегрированием:

$$f(x) \sim \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(2n+{}^1/_2)}{\Gamma(n+1)} (-1)^n x^n, \tag{6}$$

где Γ — гамма ф-ция Эйлера (см. *Эйлера интегралы*). Ряд (6) имеет нулевой радиус сходимости, т. е. он расходится при всех значениях x, однако несколько первых его членов дают удовлетворит. описание поведения ф-ции в окрестности точки $x=0$. А. р. типа (6) характерны для большого числа задач квантовой механики, квантовой статистики и квантовой теории поля [2]. Это связано с представлением амплитуд перехода между разл. состояниями системы с помощью *функционального интеграла*. Так, амплитуда перехода из вакуума в вакуум в модели с взаимодействием $g\varphi^4(x)$ (где $\varphi(x)$ — нек-рое скалярное поле, g — константа взаимодействия) в *евклидовой квантовой теории поля* записывается в виде, аналогичном интегралу (5):

$$T(g) = \int \delta\varphi(x) \exp\left\{-\int dx \left[\frac{1}{2}(\nabla\varphi(x))^2 + g\varphi^4(x)\right]\right\}.$$

Асимптотич. ряды можно складывать, перемножать, делить и интегрировать точно так же, как сходящиеся степенные ряды, причём в результате получаются новые асимптотич. ряды. Дифференцирование асимптотич. ряда возможно только в случае, если $f(x)$ имеет непрерывную производную, к-рая также разлагается в асимптотич. степенной ряд; тогда

$$f'(x) \sim \sum_{n=1}^{\infty} a_n n x^{n-1}.$$

А. р. (1) может быть определено и для ф-ции комплексного аргумента z в окрестности точки z_0, напр. в области D: $\{|z|<A,\ \beta_1<|\arg z|<\beta_2\}$, при $z_0=0$.

Ф-ция не может быть представлена более чем одним А. р. в данной области значений аргумента, однако данному А. р. может соответствовать неск. разл. ф-ций. Однозначное восстановление ф-ции по её А. р. может быть осуществлено в ряде случаев, если известны аналитич. свойства искомой ф-ции. Именно такие задачи возникают в физ. приложениях, напр. в квантовомеханич. и квантовополевой теории возмущений.

Проблема суммирования асимптотич. рядов в квантовой теории приобрела актуальность во 2-й пол. 70-х гг. после разработки способа получения асимптотич. оценок $\tilde{f}_n$ для коэффициентов степенных разложений f_n теории возмущений, таких, что $\tilde{f}_n/f_n = 1+O(n^{-1})$. Одним из распространённых приёмов суммирования в случае знакопеременных коэф. является метод, в к-ром предполагается, что сумма обладает аналитич. свойствами, соответствующими *Лапласа преобразованию* по переменной $1/x$, а также правомерность перестановки операций суммирования и интегрирования (метод Бореля). Другим распространённым приёмом суммирования асимптотич. рядов является аналогичное использование преобразования Зоммерфельда — Ватсона (см. [3]). В реальных квантовополевых задачах, в отличие от квантовомеханических, аналитич. свойства суммы, как правило, неизвестны, вследствие чего использование того или иного конкретного способа суммирования обычно имеет статус правдоподобной гипотезы.

Понятия «А. р.» и «асимптотич. ряд» введены А. Пуанкаре в 1886 в связи с задачами небесной механики. Однако частные случаи А. р. были открыты и применялись ещё в 18 в. А. р. и асимптотич. ряды играют большую роль в разл. задачах математики, механики и физики. Это вызвано тем, что мн. задачи нельзя решить точно, но удаётся получить А. р. решения.

Лит.: 1) Уиттекер Э. Т., Ватсон Дж. Н., Курс современного анализа, пер. с англ., 2 изд., ч. 1, М., 1962, гл. 8; 2) Dingle R. B., Asymptotic expansions, L.—N. Y., 1973; 3) Казаков Д. И., Ширков Д. В., Суммирование асимптотических рядов в квантовой теории поля, Дубна, 1980; Kazakov D. I., Shirkov D. V., Asymptotic series of quantum field theory and their summation, «Fortschr. Phys.», 1980, Bd 28, S. 465. *Д. И. Казаков, Д. В. Ширков.*

АСПЕРОМАГНЕТИЗМ — магнитное состояние аморфного магнетика, в к-ром неупорядоченно локализованные магнитные моменты имеют преимущественную ориентацию (ниже определённой темп-ры упорядочения). Вещество в таком состоянии обладает спонтанной намагниченностью (подробнее см. *Аморфные магнетики*, *Сперомагнетизм*).

АСТАТ (Astatinm), At,— радиоакт. хим. элемент VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 85. Наиболее долгоживущие изотопы ^{210}At ($T_{1/2}=8{,}1$ ч) и ^{211}At ($T_{1/2}=7{,}21$ ч). Общее содержание А. в слое земной коры толщиной 1,6 км оценивается в 69 мг. Электронная конфигурация внеш. оболочек $5f^{10}6s^2p^5$. Энергия ионизации 9,2 эВ. Радиус атома 0,144 нм, радиус иона At^- —0,232 нм. Значение электроотрицательности 2,3.

В весовых кол-вах А. не выделен; опыты с микроколичествами этого элемента показали, что А. проявляет, с одной стороны, свойства неметалла и сходен с иодом, с другой — свойства металла и сходен с полонием и висмутом. По оценке, $t_{пл}=244$ °С, $t_{кип}=309$ °С. В хим. соединениях А. может проявлять степени окисления —1, +1, +5 и, возможно, +7.

Лит.: Лаврухина А. К., Поздняков А. А., Аналитическая химия технеция, прометия, астатина и франция, М., 1966. *С. С. Бердоносов.*

АСТЕРИЗМ (от греч. astḗr — звезда) — размытие в определ. направлениях дифракц. пятен на *лауэграммах*. Вследствие А. на лауэграммах появляются штрихи, или «хвосты», разл. длины, расходящиеся от центра, что придаёт дифракц. картине звездообразный вид. А.— следствие деформации кристалла, в процессе к-рой он разбивается на фрагменты размером 1—0,1 мкм, слегка повёрнутые относительно друг друга вокруг нек-рых определ. кристаллографич. направлений. С увеличением деформаций «хвосты» удлиняются, но их направлению и величине растяжения можно судить о кол-ве, форме и размерах фрагментов и исследовать характер деформаций (см. *Рентгенография материалов*).

А. наз. также явление, наблюдаемое при рассматривании удалённого источника света через нек-рые кристаллы (рубин, сапфир и др.): вокруг источника света образуются звездообразно расположенные светлые полосы вследствие рассеяния света иглообразными кристалликами др. вещества (напр., рутила TiO_2), врастающего в кристалл в определ. направлениях.

АСТЕРОИДЫ — малые планеты, движущиеся преим. между орбитами Марса и Юпитера, где, согласно закону планетных расстояний, должна была бы находиться планета нормальных размеров. Диаметр наибольшего А. ок. 1000 км, диаметр наименьшего из открытых А. (ок. 1 км) определяется предельной мощностью существующих телескопов. Первый, самый большой А. — Церера открыт в 1801 Дж. Пиацци (G. Piazzi). К 1986 число А. с надёжно установленными параметрами орбит, получивших пост. номера, превысило 3000. Осн. характеристики А. связаны как с условиями их образования, так и с дальнейшей их эволюцией в течение 4,6 млрд. лет существования Солнечной системы.

Ок. 98% всех А. имеют орбиты с большими полуосями от 2,1 до 4,3 а. е. Эту область наз. кольцом или поясом А. Ср. значение эксцентриситетов орбит $\bar{e} \approx$ $\approx 0{,}15$, наклонов к плоскости земной орбиты $\bar{i} \approx 9°$. Нек-рые А. обладают большими значениями e и (или) i, так, у Ганимеда $e = 0{,}54$, у Гидальго $e = 0{,}66$, $i = 42°$. Структура кольца А. определяется в первую очередь возмущениями планет, к-рые заметно изменяют орбиты А., вызывая их прецессию, осцилляцию с разл. периодами и т. д. В распределении перигелиев орбит чётко выражена их более высокая концентрация в направлении перигелия Юпитера — явное указание на преобладающую роль возмущений, вызываемых Юпитером. Характерно практич. отсутствие А. с орбитами, у к-рых периоды обращения вокруг Солнца соизмеримы с периодом обращения Юпитера $P_Ю$ («люки Кирквуда»). Такие А. наз. резонансными. Почти или полностью отсутствуют резонансные А. с отношением периодов $P_А/P_Ю = 1:2$, $1:3$, $1:4$, $2:5$, $3:7$ и др. (рис.). Обратная картина наблюдается в ближней к Юпитеру части кольца. Возмущениями Юпитера из этой зоны выброшены все А., кроме резонансных.

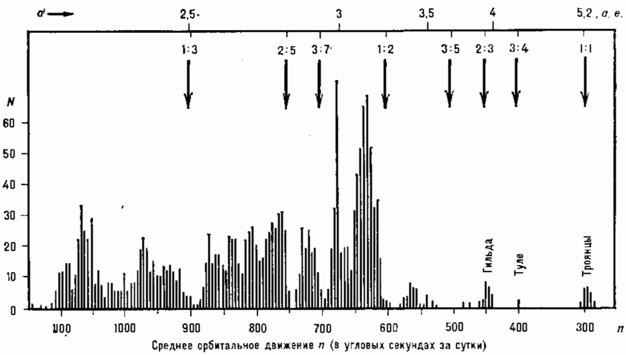
Св. 40% всех А. входит в семейства, т. е. группы А. с близкими значениями больших полуосей орбит и их «собственных» эксцентриситетов и наклонов, освобождённых от влияния планетных возмущений. Выявлено более 50 семейств. Самое большое из них (Флора) включает 259 членов. В ряде семейств существуют меньшие группы — «потоки» — с почти одинаковыми собств. перигелиями и долготами восходящего узла. Собств. долготы потоков существенно изменяются за тысячи лет. Следовательно, дробление А., породившее такие потоки, произошло сравнительно недавно.

Согласно оценкам, число всех А. с диаметром $d > 1$ км и с орбитами, скрещивающимися с орбитой Земли, должно превышать 1300. Соотв. они должны падать на Землю, образуя кратеры с поперечником $\geqslant 10$ км в ср. один раз в 100 тыс. лет.

Периодич. колебания блеска, наблюдаемые у многих А., позволили определить их вращение. Периоды вращения большинства А. заключены между 5 и 20 ч. Распределение абсолютных скоростей вращения близко к максвелловскому, оси вращения ориентированы в пространстве, по-видимому, случайно. Только немногие самые крупные астероиды (Церера, Паллада, Веста) вращаются в направлении их обращения вокруг Солнца.

Прямые определения масс А. по их взаимным возмущениям при сближениях произведены лишь для трёх крупнейших А.— Цереры ($1{,}2 \cdot 10^{24}$ г), Паллады ($2{,}2 \times$ $\times 10^{23}$ г), Весты ($2{,}8 \cdot 10^{23}$ г). Общая масса А. $\sim 10^{-3}$ массы Земли. Непосредств. измерения диаметров А. (микрометрические, интерферометрические, во время покрытий звёзд) пока доступны лишь для самых крупных А. Размеры остальных А. оцениваются по их *блеску* (абс. звёздной величине) и *альбедо*.

А. типа С наиб. тёмные. По отражающим свойствам они сходны с углистыми хондритами (см. *Метеориты*), с лунными тёмными базальтовыми брекчиями. А. типа S обладают свойствами каменистого вещества с небольшим кол-вом металлов. А. типа M (в табл. не представленного) обнаруживают оптич. поляризац. свойства, характерные для металлов. Во внутр. части кольца А. (ближе к Солнцу) число А. типа С и S примерно одинаково, а во внеш. части находятся практически только А.



Распределение астероидов по среднему суточному движению n и большой полуоси орбиты a. Стрелками показаны «люки Кирквуда», соответствующие резонансам с Юпитером. N — число астероидов с данным значением a.

типа С. По данным поляризац. исследований, А. покрыты обломками разных размеров, присыпанными пылью (реголитом).

О составе недр А. можно судить лишь по их ср. плотностям $\bar{\rho}$, вычисленным на основе данных об их массах и диаметрах. Таких оценок пока мало, для Цереры,

Альбедо, типы и диаметры крупнейших астероидов

Номер	Название	Альбедо	Тип	Диаметр, км
1	Церера	0,059	C	1025
2	Паллада	0,093	—	583
4	Веста	0,255	—	555
10	Гигия	0,050	C	443
704	Интерамния	0,043	—	338
511	Давида	0,040	C	335
65	Кибела	0,027	C	311
52	Европа	0,047	C	291
451	Пациенция	0,039	C	281
31	Евфросина	—	C	270
15	Эвномия	0,163	S	261

Паллады и Весты соотв. $\rho_Ц=2,3\pm1,1$; $\rho_П=2,6\pm0,9$; $\rho_В=3,3\pm1,5$ (г/см³). Плотность А. и состав их обломков, выпадающих на Землю в виде метеоритов, указывают на преим. каменистую природу А.

В 1804 Г. Ольберс (H. Olbers) выдвинул гипотезу об образовании А. в результате распада существовавшей ранее планеты. О. Ю. Шмидт, заложивший в 40-х гг. 20 в. основы совр. теории образования планет из твёрдых тел и частиц, считал, что Юпитер сформировался быстрее, чем тела в зоне А., и помешал им объединиться в одну планету. Согласно Шмидту, относит. скорости этих тел увеличились из-за гравитац. возмущений Юпитера и процесс их объединения в планету сменился их дроблением при столкновениях. В дальнейшем было показано, что ещё до полного сформирования Юпитера на астероидные тела сильно влияли более массивные тела, из к-рых формировался Юпитер. Они имели значит. эксцентриситеты орбит, залетали в зону А. и при столкновениях с ними присоединяли их к себе. Лишь малая часть А. избежала таких столкновений (менее 1%). Позже возмущения, вызванные Юпитером, привели к выбросу всех оставшихся А. из более близкой к нему внеш. части зоны А. (т. е. А. с большими полуосями орбит $a\gtrsim3,4$ а. е.) и образованию «люков Кирквуда» при резонансных значениях a. Данные о строении пояса А. и о вращении А. свидетельствуют о том, что А. представляют собой систему взаимодействующих тел, эволюционирующую за счёт взаимных столкновений. Продолжающееся дробление А. при столкновениях и эволюции их орбит пополняют запас тел на орбитах, скрещивающихся с орбитами Земли и Марса (А. групп Аполлона и Амура), к-рые являются осн. источником падающих на Землю метеоритов. С др. стороны, монотонное изменение состава А. с расстоянием от Солнца, продолжающее аналогичное изменение состава планет земной группы, свидетельствует об отсутствии полной перемешанности тел в поясе А. и служит одним из аргументов против гипотез образования А. в результате распада одной планеты или двух столкнувшихся тел.

Лит.: Шмидт О. Ю., О происхождении астероидов, «ДАН СССР», 1954, т. 96, № 3, с. 449; Сафронов В. С., Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет, М., 1969; Малые планеты, М., 1973; Чеботарев Г. А., Шор В. А., Структура пояса астероидов, «Тр. Ин-та теор. астрон.», 1976, т. 15, с. 60; Симоненко А. Н., Метеориты — осколки астероидов, М., 1979; ее же, Астероиды, М., 1985. *В. С. Сафронов.*

АСТИГМАТИЗМ — одна из геом. аберраций оптич. систем, обусловленная неодинаковостью кривизны оптич. поверхности в разных плоскостях сечения падающего на неё светового пучка. Подробнее см. *Аберрации оптических систем.*

АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ЕДИНИЦА, а. е.,— внесистемная единица длины, равная ср. расстоянию от Земли до Солнца; 1 а. е.$=1,49597870\cdot10^8$ км (±2 км) (принято в 1976 Междунар. астр. союзом).

АСТРОСПЕКТРОСКОПИЯ — раздел эксперим. астрофизики, посвящённый исследованиям спектров космич. объектов в УФ-, видимой и ближней ИК-областях спектра. Более узкое значение термина «А.» — определение длин волн *спектральных линий* в спектрах космич. объектов с целью анализа хим. состава (качественного) или определения смещения линий. Последнее обычно связано с наличием доплеровского сдвига линий вследствие относительного движения источника и наблюдателя. Изучение распределения энергии в спектрах относится к разделу *астрофотометрии.*

Впервые спектроскоп был применён для астр. наблюдений Й. Фраунгофером (J. Fraunhofer) в 1814, к-рый открыл линии поглощения в спектре Солнца (фраунгоферовы линии). С помощью спектроскопа во время солнечного затмения П. Жансен (P. J. C. Janssen) и Н. Локьер (J. N. Lockyer) в 1868 обнаружили на Солнце гелий. Массовые спектральные исследования звёзд, планет, галактик и туманностей относятся к 1-й пол. 20 в.

Теоретич. фундаментом А. является теория *атомных спектров* и *молекулярных спектров*. Эксперим. базой служат *спектральные приборы*, *спектрофотометры* и *спектрокомпараторы*.

Для определения длин волн линий рядом со спектром исследуемого астр. объекта обычно впечатывается эмиссионный линейчатый спектр к.-л. элемента, длины волн линий к-рого хорошо известны. Стандартные длины волн определяются по лаб. измерениям спектров железа, ртути, неона, аргона и криптона. В свою очередь, эти стандарты опираются на первичные реперные лаб. измерения длин волн криптона (напр., $\lambda=6057,802105$ Å), ртути и кадмия.

Методы А. находят широкое применение для отождествления линий в спектрах звёзд, планет и туманностей, что позволяет определить, по крайней мере качественно, их хим. состав. Измерения лучевой (радиальной) скорости по смещению (относительно лаб. значений) длин волн спектральных линий лежат в основе изучения движения двойных звёзд, определения расстояний до далёких галактик, их скоплений и квазаров (см. *Хаббла постоянная*). А. позволяет также определять скорости вращения космич. тел, напр. колец Сатурна, звёзд и галактик.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс практической астрофизики, 3 изд., М., 1977; его же, Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979. *В. Г. Курт.*

АСТРОФИЗИКА

Содержание:

А.— раздел астрономии, изучающий физ. состояние и хим. состав небесных тел и их систем, межзвёздной и межгалактич. сред, а также происходящие в них процессы. Осн. разделы А.: физика планет и их спутников, физика Солнца, физика звёздных атмосфер, межзвёздной среды, теория внутр. строения звёзд и их эволюции. Проблемы строения сверхплотных объектов и связанных с ними процессов (захват вещества из окружающей среды, аккреционные диски и др.) и задачи космологии рассматривает релятивистская А.

А. разделяют на теоретическую и практическую. Теоретич. А. анализирует результаты наблюдений небесных тел с целью установления их физ. природы. Задача практич. А.— разработка астрофиз. инструментов и методов исследований. В основе практич. А. лежит анализ эл.-магн. излучения небесных объектов в целом (*астрофотометрия*) и в отдельных спектральных диапазонах (астроколориметрия), распределения энергии по длинам волн и в отдельных спектральных линиях (*астроспектроскопия*), а также измерения поляризации света этих объектов (*поляриметрия*).

В отличие от физика-экспериментатора астрофизик-наблюдатель не имеет возможности влиять на ход изучаемого им процесса. Тем не менее он может делать вполне определ. заключения, сравнивая между собой сходные явления, происходящие на мн. небесных объектах. Более того, А. изучает свойства и поведение вещества в условиях, к-рые зачастую не могут быть реализованы в земных лабораториях, и это способствует углублению представлений о закономерностях строения и эволюции окружающего нас мира и его отд. частей. Так, изучение спектров газовых *туманностей*, вещество и излучение в к-рых находятся в исключительно разреженном состоянии, привело к открытию метастабильных уровней энергии атомов, возможностей переходов между близкими весьма высокими энергетич. уровнями в атомах водорода, гелия и др. Изучение *белых карликов* и *пульсаров* привело к выводу, что вещество звёзд может находиться в состояниях, принципиально отличных от известных нам, а его плотность может достигать плотности атомного ядра. Установление же природы источников энергии звёзд поставило вопрос о практич. реализации управляемого термоядерного синтеза на Земле.

Основы теоретической астрофизики

При разработке теорий и моделировании явлений, наблюдающихся во Вселенной, теоретич. А. использует законы и методы теоретич. физики, в частности законы теплового излучения, установленные для абс. чёрного тела, теорию атомных спектров, ф-лы Л. Больцмана (L. Boltzmann) и М. Саха (M. Saha) для определения кол-ва атомов, находящихся соответственно в возбуждённом и ионизованном состояниях, ф-лу Дж. К. Максвелла (J. C. Maxwell) для описания распределения атомов по скоростям, а также ф-лу К. Доплера (Ch. Doppler), позволяющую по смещению длины волны в спектре звёзд или галактик найти лучевую скорость их движения относительно наблюдателя или, изучая профили спектральных линий, определить физ. характеристики атмосфер звёзд и планет.

Долгое время при построении моделей звёзд и их атмосфер принимались во внимание лишь два фактора — тяготение и упругость газа. В кон. 40-х гг. 20 в. стала очевидной необходимость учёта эл.-магн. сил. Ими, в частности, определяются состояние внеш. слоёв Солнца, структура его короны, динамика *протуберанцев*, существование солнечных пятен и, главное, такие мощные процессы, как *вспышки на Солнце*. Осн. идеи *магнитной гидродинамики* сформулированы в 1942 Х. Альвеном (H. Alfvén), он же установил существование магнитогидродинамич. волн. Ныне космич. электродинамика — одна из важнейших разделов теоретич. А.

В сер. 20 в. было установлено, что существует ещё один фактор, существенно влияющий на динамику межзвёздной среды и её энергетич. баланс,— *космические лучи* (КЛ), т. е. ядра атомов и электроны, ускоренные до субсветовых скоростей. КЛ образуются при вспышках на Солнце, вспышках новых и сверхновых звёзд; по-видимому, мощными ускорителями частиц являются пульсары, квазары и ядра активных галактик.

Исключит. значение для понимания происходящих во Вселенной процессов, для установления природы мн. космич. объектов имел сделанный в сер. 20 в. вывод о том, что регистрируемое наблюдателем излучение может быть нетепловым. Прежде всего, нетепловое эл.-магн. излучение генерируется в результате торможения релятивистских электронов в магн. полях (*синхротронное излучение*). В космич. пространстве и вблизи нек-рых объектов происходит рассеяние фотонов на релятивистских электронах (обратный комптон-эффект), причём процессы рассеяния могут происходить и на породивших эти фотоны электронах. Нетепловое эл.-магн. излучение генерируется также при переходе электронов из одной среды в другую (*переходное излучение*) и при рассеянии плазменных волн, в частности продольных *плазмонов*, на релятивистских электронах. Теория этих процессов уже достаточно разработана, в частности благодаря успехам плазменной А., задачей к-рой является анализ поведения плазмы в разл. астрофиз. объектах.

И, наконец, важная составная часть теоретич. А.— *ядерная астрофизика*, изучающая ядерные реакции и радиоактивный распад неустойчивых ядер в звёздах и др. космич. объектах, в результате к-рых происходит выделение энергии и образование хим. элементов. Одним из продуктов ядерных реакций являются нейтрино и антинейтрино, к-рые практически беспрепятственно уходят из ядра звезды в космич. пространство, унося с собой часть освободившейся энергии. Установлено, что на определ. этапе жизни звезды, если только её масса превышает нек-рый предел, эти потери на высвечивание нейтрино могут быть столь большими, что равновесие звезды нарушается и происходит *гравитационный коллапс*, итогом к-рого является вспышка сверхновой с образованием *нейтронной звезды* или *чёрной дыры*.

Методы практической астрофизики

Астрофиз. наблюдения и исследования проводятся на астр. обсерваториях с помощью оптич. телескопов (как рефракторов, так и рефлекторов, диаметры зеркал у последних достигают 4—6 м). Планируется создание гигантских мультизеркальных наземных телескопов с эквивалентными диаметрами зеркал до 25 м и проницающей силой до 26^m. С выводом на околоземную орбиту телескопов с диаметром зеркал ок. 2,5 м, для наблюдений станут доступными объекты до 29^m.

С сер. 19 в. в А. используется фотографич. метод наблюдений. Фотоэмульсия способна накапливать энергию излучения, на ней одноврем. могут быть зафиксированы сотни и тысячи светил. Однако теоретич. действующий квантовый выход (ДКВ) совр. фотоэмульсий не превышает 4%, в астрофотометрии он составляет ок. 0,1%, что существенно затрудняло изучение слабых источников света, особенно их спектров.

С сер. 20 в. широко используются в А. фотоэлектрич. приёмники излучения. С 1953 измерение блеска звёзд, звёздных скоплений, галактик и квазаров проводится с помощью широкополосных светофильтров — ультрафиолетового (U), синего (B) и жёлтого (V) (трёхцветная фотометрич. система UBV). В последующем система была расширена в далёкую ИК-часть спектра. Фотоэлектрич. метод с применением светофильтров даёт возможность судить о распределении энергии в отдельных спектральных интервалах и в нек-рой степени заменяет спектральные наблюдения. При этом если перед камерой установлена призма или дифракц. решётка, то регистрация излучения от объекта проводится одноврем. в неск. интервалах длин волн.

В качестве усилителей яркости изображения (в 10^4—10^7 раз) используются простые и каскадные электроннооптич. преобразователи (ЭОП) и электронные камеры. Активно внедряются для нужд А. волоконная оптика, твердотельные приёмники излучения и др. Широкое применение в А. нашла телевиз. астрофотометрия. ДКВ телевиз. системы в неск. десятков раз больше, чем у обычной фотоэмульсии. При этом, в частности, используются аналого-цифровые системы, в к-рых видеосигнал преобразуется в цифровой код и затем поступает в ЭВМ. Телевиз. приёмники излучения позволяют проводить изучение слабых источников, в т. ч. осуществлять патруль вспышек сверхновых в др. галактиках, причём за одно ночное наблюдение становится возможным получить неск. десятков и даже сотен фотографий этих объектов. По-видимому, использование телевиз. аппаратуры на больших телескопах позволит вскоре измерять блеск слабых звёзд (до 24^m) при экспозиции всего 1—2 ч.

С кон. 40-х гг. 20 в. началось развитие радиофиз. методов, благодаря к-рым стало доступным для изучения космич. эл.-магн. излучение в интервале от декаметровых до субмиллиметровых волн, т. е. в диапазоне длин волн в 2500 раз более широком, чем оптический. Благодаря освоению радиодиапазона открыты многочисл. источники нетеплового радиоизлучения — радиогалактики и квазары, импульсные источники радиоизлучения — пульсары, проведено изучение распределения нейтрального и ионизованного водорода в нашей и др. галактиках. Выведение за пределы атмосферы на ИСЗ и автоматич. межпланетных станциях (АМС) детекторов КВ-излучения сделало возможным изучение космич. объектов в УФ-, рентгено- и гамма-диапазонах. Открыты неск. сотен источников рентг. излучения (в т. ч. импульсные — *барстеры*), зарегистрированы мощные *гамма-всплески*, природа к-рых окончательно не установлена.

Краткие исторические сведения

Первыми астрофиз. исследованиями можно считать введение Гиппархом (2 в. до н. э.) понятия *звёздная величина* и разделение видимых невооружённым глазом звёзд на 6 классов в зависимости от их блеска. Ряд астрофиз. сведений получен после изобретения в 1609 Г. Галилеем (G. Galilei) телескопа: сформированы определ. представления о природе поверхности Луны (Галилей), осуществлены первые опыты разложения солнечного света стеклянной призмой (И. Ньютон, 1662) и первые наблюдения спектра *Венеры* (Ньютон, 1669), установлено наличие плотной атмосферы у Венеры (М. В. Ломоносов, 1761), сформулированы законы фотометрии [И. Ламберт (J. H. Lambert), 1760], проведены систематич. наблюдения неск. *переменных звёзд*, в т. ч. открыта переменность звезды δ Цефея [Дж. Гудрайк (J. Goodricke), 1794].

Подлинная история А. началась с 1802, когда У. Волластон (W. Wollaston) обнаружил, что спектр Солнца пересечён тёмными линиями. В 1814 Й. Фраунгофер (J. Fraunhofer) детально описал неск. сотен тёмных линий солнечного спектра и установил, что они присущи также спектру Луны и планет, причём положение одной из них совпадает с линией масляного пламени. Методы спектрального анализа были развиты в 1859—62 Г. Кирхгофом (G. Kirchhoff) и Р. Бунзеном (R. Bunsen). В 1868 Дж. Н. Локьер (J. N. Lockyer) обнаружил в спектре хромосферы Солнца линию ранее неизвестного элемента — гелия. В 1863 А. Секки (A. Sécchi) начал систематизацию звёзд по особенностям их спектров. В 1-й четв. 20 в. построены модели атмосфер звёзд с учётом лучистого переноса энергии и сформулирован критерий конвективной неустойчивости [К. Шварцшильд (K. Schwatzschild) и А. Шустер (A. Schuster), 1905], дано объяснение спектральной последовательности звёзд на основе теории ионизации атомов [Э. Милн (E. Milne), М. Саха, 1921—23], установлен принцип инвариантности в теории переноса излучения и созданы основы точных методов этой теории [В. А. Амбарцумян, В. В. Соболев, С. Чандрасекар (S. Chandrasekhar), 1943—49].

В 1869 Дж. Х. Лейн (J. H. Lane), исходя из представления, что Солнце — огромный газовый шар, в к-ром давление возрастает по направлению к центру, впервые оценил темп-ру его поверхности, а в 1878—83 А. Риттер (G. A. D. Ritter) выполнил серию работ по теории гравитац. равновесия и пульсации газовых шаров. Вскоре была построена теория политропных газовых шаров [Р. Эмден (R. Emden), 1907], сформулирована полная система ур-ний теории внутр. строения звёзд [А. Эддингтон (A. S. Eddington), 1916]. В 1934 была высказана гипотеза о возможности существования нейтронных звёзд [В. Бааде (W. Baade), Ф. Цвикки (F. Zwicky)], затем проведены первые расчёты моделей нейтронных звёзд, выяснена принципиальная возможность гравитац. коллапса [Г. Волков (G. M. Volkoff), Р. Оппенгеймер (R. Oppenheimer), Х. Снайдер (H. Snyder), 1938—39], заложены основы теории термоядерных реакций в звёздах [Х. Бете (H. Bethe), К. Вайцзеккер (C. von Weizsäcker), 1937—39] и построены первые модели звёзд, в т. ч. красных гигантов, с учётом термоядерных реакций [Г. Гамов, С. Чандрасекар, М. Шварцшильд (M. Schwarzschild) и др., 1941—45], исследованы строение и энергетика белых карликов [Р. Фаулер (R. H. Fowler), 1926; С. А. Каплан, Э. Шацман (E. Schatzman), 1946—49], установлен механизм пульсаций цефеид (С. А. Жевакин, 1953), открыты пульсары [А. Хьюиш (A. Hewish) и др., 1967], а в 1974 — глобальные колебания Солнца с периодом 160 мин (А. Б. Северный с сотрудниками).

При изучении межзвёздной среды был установлен критерий *гравитационной неустойчивости* [Дж. Джинс (J. H. Jeans), 1902], отождествлены запрещённые линии в спектрах туманностей [А. Боуэн (I. S. Bowen), 1927], подтверждён сделанный ещё в 1847 В. Я. Струве вывод о поглощении света в межзвёздной среде [Р. Трюмплер (R. J. Trümpler), 1930], разработана теория свечения планетарных и газовых туманностей [В. А. Амбарцумян, Г. Занстра (H. Zanstra), 1931—34], открыто существование зон ионизованного водорода вокруг горячих звёзд [Б. Стрёмгрен (B. G. D. Strömgren), 1939], предсказано радиоизлучение нейтрального водорода на волне 21 см [Х. К. ван Хюлст (H. Ch. van Hulst), 1944] и рекомбинац. излучение ионизованного водорода (Н. С. Кардашёв, 1959; см. *Рекомбинационные радиолинии*), сыгравшие исключительно важную роль в изучении распределения нейтрального и ионизованного водорода в нашей и др. галактиках; предсказана возможность наблюдений в радиодиапазоне линий, принадлежащих молекулам межзвёздного пространства (И. С. Шкловский, 1949), дана интерпретация нетеплового радиоизлучения Галактики как синхротронного излучения (Х. Альвен, В. Л. Гинзбург, И. С. Шкловский и др., 1950—52).

В 1912 были начаты измерения *красных смещений* линий в спектрах «спиральных туманностей» [В. Слайфер (V. M. Slipher)], было доказано, что эти объекты являются на самом деле гигантскими звёздными системами — галактиками [Э. Хаббл (E. P. Hubble), 1924], установлено расширение наблюдаемого мира галактик со скоростями, прямо пропорциональными их расстояниям от наблюдателя (Э. Хаббл, 1929), на основе общей теории относительности разработана теория расширяющейся Вселенной (А. А. Фридман, 1922). В 60-х гг. открыты квазизвёздные радиоисточники — квазары [Т. Мэтьюз (T. A. Matthews), А. Сандидж (A. Sandage), М. Шмидт (M. Schmidt)], квазизвёздные галактики — квазаги (А. Сандидж), реликтовое радиоизлучение [Р. Уилсон (R. Wilson), А. Пензиас (A. Penzias), 1965], послужившее подтверждением модели «горячей Вселенной» (Г. Гамов, Я. Б. Зельдович и др.).

Современные проблемы астрофизики

Начиная с 60-х гг. 20 в. при помощи аппаратуры, установленной на ИСЗ и АМС, были получены важные сведения о планетах Солнечной системы и их спутниках, в частности о физ. состоянии и хим. составе атмосфер и поверхностных слоёв двух ближайших планет — Венеры и Марса, подробно исследован спутник Земли — Луна, существенно углублены представления о природе процессов, происходящих на поверхности и в недрах Солнца и др. звёзд, в межзвёздной среде и в мире галактик. Одна из важнейших проблем совр. А.— разработка теории *гидромагнитного динамо* с целью объяснения солнечного магнетизма, в т. ч. механизма генерации и усиления магн. поля во внутр. слоях Солнца, механизмов формирования и поддерживания устойчивости солнечных пятен, колебания полярности с периодом в 22 года. В 60-х гг. на основе теории *токовых слоёв* удалось сделать первые шаги в объяснении солнечных вспышек, динамики протуберанцев и солнечной короны в целом. Пока нельзя считать полностью решённой проблему солнечных нейтрино, а следовательно и внутр. строения Солнца.

Располагающиеся на краях нек-рых газовых туманностей источники мощного когерентного излучения в отд. линиях молекул межзвёздного газа — космические мазеры (см. *Мазерный эффект*) — служат доказательством происходящих и в наше время процессов *звездообразования* в Галактике. С помощью быстродействующих ЭВМ удалось создать «сценарии» *эволюции звёзд* от начала сжатия фрагмента газопылевого облака (протозвезды) до её заключит. стадии — медленного сброса звездой оболочки (стадия *планетарной туманности*) и образования белого карлика или (при большой массе звезды) вспышки сверхновой с образованием нейтронной звезды (или чёрной дыры). Однако пока существует полная неясность относительно деталей процесса перемешивания вещества на конвективной стадии сжатия протозвезды, не исследована роль вращения и магн. полей облака, окончательно не установлен верх. предел массы устойчивой нейтронной звезды. Не разработан в деталях механизм ускорения частиц в пульсарах. Пока нет объяснения активности ядер галактик, неясной остаётся природа квазаров. Требует уточнения вопрос о природе ядра нашей Галактики как двойной сверхмассивной системы (двойная чёрная дыра или чёрная дыра и компактное звёздное скопление), активно взаимодействующей с окружающими её звёздами.

В релятивистской А. до конца не решены вопросы о *барионной асимметрии Вселенной*, о величине отношения числа ядер и электронов к числу фотонов, о роли нейтрино, а возможно, и других пока неизвестных частиц в образовании наблюдаемой структуры Вселенной, состояния вакуума и фазовых переходов в эволюции горячей Вселенной.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс практической астрофизики, 3 изд., М., 1977; его же, Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Гинзбург В. Л., Современная астрофизика, М., 1970; его же, Теоретическая физика и астрофизика, М., 1975; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюции звезд, М., 1971; их же, Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Ленг К., Астрофизические формулы, ч. 1—2, пер. с англ., М., 1978; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979; Имшенник В. С., Надёжин Д. К., Конечные стадии эволюции звезд и вспышки сверхновых, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 21, М., 1982; Зельдович Я. Б., Структура Вселенной, там же, т. 22, М., 1983. *И. А. Климишин.*

АСТРОФОТОМЕ́ТРИЯ — раздел практич. астрофизики, посвящённый измерению физ. характеристик (в осн. энергетич.) эл.-магн. излучения астр. объектов. Предмет А. составляют: выделение потока излучения от индивидуальных объектов, «очищение» его от фонового излучения, учёт ослабления потока земной атмосферой, измерение этого потока в абс. энергетич. или относит. единицах, изучение переменности во времени поляризац., квантово-статистич. и др. характеристик излучения астр. объектов.

К фундам. задачам А. относятся следующие. Исследование распределения энергии в спектрах звёзд. Решение этой задачи позволяет определить хим. состав, структуру атмосферы, *эффективную температуру* звёзд, величину межзвёздного покраснения (см. *Межзвёздное поглощение*) и др. Построение кривых изменения со временем потока излучения (кривых блеска) переменных звёзд, галактик, квазаров и др. Анализ этих кривых позволяет вскрыть физ. природу исследуемых объектов и определить их осн. параметры — радиусы и массы, характерные размеры, энергетику нестационарных процессов и др. Изучение в различных спектральных диапазонах распределения яркости по протяжённым источникам (Солнце, планеты, галактики, туманности), а также исследование фонового излучения неба.

Интервал *освещённостей*, измеряемых в А., огромен. Ярчайшие звёзды создают на поверхности Земли освещённость, примерно в десять млрд. раз меньшую, чем Солнце, а наиб. слабые звёзды и галактики, доступные измерениям, ещё в десятки млрд. раз меньшую, т. е. перепад освещённостей составляет более чем 10^{20} раз. Слабость блеска небесных светил создаёт осн. специфич. трудности А. Эти трудности преодолеваются увеличением диаметра телескопов, а также увеличением чувствительности приёмников излучения. Самый большой в мире оптич. телескоп имеет диаметр 6 м. Квантовая эффективность Q совр. фотоэлектрич. приёмников излучения, применяемых в А., доведена во мн. спектральных диапазонах практически до абс. предела ($Q \gtrsim 50-80\%$).

До недавнего времени осн. роль в А. играли измерения в видимой области спектра. С созданием внеатмосферных орбитальных астрофиз. обсерваторий и высокочувствит. приёмников излучения А. стала всеволновой. Ввиду специфики аппаратуры, методов и часто даже самих объектов, «видимых» только в отдельных спектральных диапазонах, образовались целые разделы астрономии, напр. *радиоастрономия, рентгеновская астрономия, гамма-астрономия*. Ниже рассмотрены задачи и методы классич. А., относящиеся в осн. к оптич. области спектра.

По способам измерений А. разделяется на визуальную, фотографическую и фотоэлектрическую. По осн. методам исследования А. может быть разделена на неск. самостоят. разделов: многоцветная А. (астр. колориметрия), спектрофотометрия, радиометрия.

Многоцветная А. *Блеск* астр. объектов принято выражать в *звёздных величинах* (m). Разность звёздных величин одного и того же объекта в двух разных областях спектра ($\lambda_1 < \lambda_2$) наз. показателем цвета или колор-индексом (CI):

$$CI = m_1 - m_2.$$

Даже в видимом диапазоне показатели цвета разных объектов могут различаться на 10^m. Т. е., две звезды одинакового блеска в голубых ($\lambda \simeq 0,4$ мкм) лучах могут в тысячи раз различаться по потоку в красной области спектра ($\lambda \simeq 0,8$ мкм). Измерение CI равносильно сопоставлению интенсивностей излучения в двух участках спектра и поэтому позволяет судить о *цветовых температурах* исследуемых объектов. Именно с целью измерения колор-индексов астрономич. объектов зародились первые двуцветные фотометрич. системы (ФС, см. ниже). Однако условия в атмосферах звёзд и др. астр. объектов обычно далеки от термодинамич. равновесия. Поэтому их спектры не определяются функцией Планка, а являются сложными функциями от *светимости*, интенсивности турбулентных движений и протяжённости атмосферы, её хим. состава, осевого вращения, лучевой скорости и др. факторов. Кроме того, излучение астр. источников поглощается и рассеивается межзвёздным веществом (пыль и газ), в результате чего спектральный состав излучения меняется. Во-первых, оно становится более красным. Покраснение выражается в том, что показатель цвета $(m_1 - m_2)$ увеличивается по сравнению с показателем цвета $(m_1 - m_2)_0$ для непокрасневшей звезды такого же спектрального типа. Величина этого увеличения наз. избытком цвета, или колор-эксцессом (CE):

$$CE = (m_1 - m_2) - (m_1 - m_2)_0.$$

Во-вторых, в спектре появляются межзвёздные абсорбц. линии ионизованного кальция, натрия и др. атомов и молекул. Поэтому один параметр — показатель цвета не может полностью охарактеризовать спектральный состав излучения. Стремление к увеличению информативности привело к увеличению кол-ва измеряемых участков спектра и уменьшению их ширин. Т. о., возникло существующее многообразие ФС.

Фотометрич. системой наз. набор описываемых кривыми спектральной чувствительности регистрирующей аппаратуры (кривыми реакции) f_λ участков спектра, в к-рых проводятся измерения потока излучения. Величина f_λ равна произведению кривой *спектральной чувствительности* приёмника и кривых *пропускания* (отражения) оптич. деталей регистрирующей аппаратуры (фотометра) и телескопа. ФС может содержать от одной до неск. десятков полос (цветов). Напр., популярная ФС UBV состоит из трёх полос: U — ультрафиолетовая, B — голубая и V — визуальная. ФС с кривыми реакции, полуширины $\Delta\lambda_{1/2}$ к-рых превышают 300 Å, наз. широкополосными, ФС с $\Delta\lambda_{1/2} \simeq 100-300$ Å — среднеполосными, а с $\Delta\lambda_{1/2} \lesssim 100$ Å — узкополосными. Известно неск. десятков ФС.

Из широкополосных наиб. широкое распространение получила 12-цветная система Джонсона, являющаяся расширением UBV системы в ИК-область. Она содержит следующие полосы (в скобках приведены ср. длины волн $\bar{\lambda}$ и полуширины полос $\Delta\lambda_{1/2}$ в мкм): U (0,36; 0,04), B (0,44; 0,10), V (0,55; 0,08), R (0,70; 0,21), I (0,88; 0,22), J (1,25; 0,3), H (1,62; 0,2), K (2,2; 0,6),

L (3,5; 0,9), M (5,0; 1,1), N (10,4; 6,0), Q (20,0; 5,5). Нуль-пункты величин во всех полосах (постоянные C в ф-ле (1) в ст. *Звёздные величины*) выбраны такими, чтобы все показатели цвета для неподверженных межзвёздному покраснению звёзд спектрального класса $A0V$ были равны нулю. В системе UBV измерено ок. 80 тыс. звёзд, галактик и др. объектов, а во всех остальных полосах этой системы менее 1 тыс.

Среднеполосные и узкополосные ФС предназначены, как правило, для многомерной классификации звёзд путём измерения интенсивностей отдельных эмиссионных и абсорбц. линий и полос, резких скачков интенсивности непрерывного спектра. Для этой цели обычно используются водородные линии H_α, H_β, H_γ и H_δ, линии металлов (Mg, Na, Ca, Fe), полосы H_2O, TiO, CN, CH, величина и положение *бальмеровского скачка* для звёзд ранних спектральных классов (B, A, F) и величина скачка интенсивности у полосы G для звёзд спектрального класса K. Из среднеполосных ФС наибольшее признание получила вильнюсская 8-цветная ФС $WPXYZVTS$, кривые реакции к-рой расположены в области 0,3—0,7 мкм и оптим. образом выбраны с целью фотометрич. двумерной классификации звёзд всех спектральных классов. В этой системе измерено ок. 4000 звёзд. В качестве примера узкополосной системы можно привести H_β-фотометрию Кроффорда. Эта система имеет две полосы с полуширинами 15 и 150 Å, обе центрированные на линию H_β. Параметр $\beta = m(15\ \text{Å}) - m(150\ \text{Å})$ является мерой интенсивности линии; он измерен для неск. тысяч звёзд.

Физ. параметры звёзд определяются по результатам многоцветных наблюдений следующим образом. В избранной ФС проводятся измерения стандартных звёзд с хорошо известными спектральными классами, межзвёздным поглощением и др. параметрами. По этим измерениям определяются нуль-пункты величин, нормальные (непокрасневшие) показатели цвета в зависимости от спектрального класса, класса светимости и др. параметров. Определяются также соотношения избытков цвета для разных показателей цвета. Т. о. проводится калибровка ФС. Затем на калибровочные графики и таблицы наносят измерения исследуемой звезды и определяют спектральный класс, величину межзвёздного поглощения и др. параметры (в зависимости от информативности многоцветной ФС). Хотя информативность нек-рых многоцветных ФС, напр. Вильнюсской, достаточна для определения многих параметров, однако наиб. полную информацию об исследуемых объектах можно получить лишь из спектрофотометрич. измерений.

Спектрофотометрия. Спектрофотометрич. измерения могут быть абсолютными и относительными. В первом случае измеряют в энергетич. единицах освещённость E_λ, создаваемую объектом в достаточно узких последоват. участках спектра $\Delta\lambda$. Во втором случае эту освещённость выражают в долях освещённости от стандартной звезды. Если E_λ в спектре стандарта известно в энергетич. единицах, то все др. освещённости также могут быть выражены в этих же единицах, т. е. абсолютизированы. Абсолютизация спектра самой стандартной звезды проводится на основе «привязки» её к лаб. источнику с известным распределением энергии (модель абсолютно чёрного тела или, напр., прокалиброванная ленточная лампа). Фотометрич. измерения спектров осуществляются методами обычной *фотометрии*. Фотографич. спектры используются в осн. лишь для спектроскопич. измерений, а измерение E_λ осуществляется с помощью одноканальных фотоэлектрич. *сканеров* или методами многоканальной электроспектрофотометрии с использованием матричных (одномерных и двумерных) приёмников излучения, электронно-оптич. преобразователей, микроканальных усилителей и др. (см. *Приёмники оптического излучения*, *Спектральные приборы*).

В астроспектрофотометрии используются почти все принципиальные схемы известных в эксперим. физике лаб. *спектрографов*: призменных и дифракционных, эшелле и фурье-спектрометров. Специфична лишь конструкция астр. спектрографов, во-первых, потому что в процессе работы они находятся в разных положениях относительно горизонта (кроме кудэ-спектрографов), во-вторых, они используются с применением длит. экспозиций в условиях изменяющейся темп-ры. Всё это предъявляет к конструкции астр. спектрографов требование чрезвычайной жёсткости.

Для астроспектрофотометрии употребляются почти исключительно спектрографы низкой разрешающей силы (от 1 до 100 Å), предназначенные для измерения непрерывного спектра и интегральных интенсивностей линий. Входная щель расширяется настолько, чтобы пропустить весь видимый диск звезды (а иногда и более протяжённых объектов, напр. галактик), т. е. спектрограф работает в бесщелевом режиме.

Почти все данные, необходимые для построения теории звёздных атмосфер, получены спектрофотометрич. методами. Фотоэлектрич. измерения распределения энергии в оптич. области спектра ($\lambda = 0{,}3-1{,}1$ мкм) получены примерно для тысячи звёзд. На основе этих данных найдены ср. нормальные (непокрасневшие) кривые распределения энергии в спектрах звёзд разных спектральных классов и светимостей, охватывающих интервал от 3000 до 11 000 Å. Использование стандартных спектров помогает решать мн. проблемы звёздной фотометрии, в частности калибровки и взаимной редукции ФС, определения эфф. темп-р звёзд и исследования спектральных кривых межзвёздного поглощения. Многие физ. свойства звёзд могут быть определены из их спектров. Однако получение распределения энергии в спектре с достаточной дисперсией и достаточной точностью требует очень больших телескопов. В связи с этим спектрофотометрич. измерения используются в осн. с целью изучения уникальных объектов, а также с целью получения калибровочного материала для многоцветных и радиометрич. измерений.

Радиометрия. Задача радиометрич. наблюдений состоит в определении интегральных по спектру энергетич. освещённостей E, создаваемых на границе земной атмосферы астр. объектами. Непосредств. измерения E могли бы быть произведены с орбитальной обсерватории при помощи абсолютно неселективного приёмника. Однако таких приёмников ныне ещё нет. Поэтому используя приёмники, наиб. эффективные в данной спектральной области, и соответствующие фильтры, измеряют энергетич. освещённости в ряде спектральных интервалов $\Delta\lambda_i$. После редукции за поглощение в атмосфере находят внеатм. значения освещённостей $E(\lambda_i) = E(\Delta\lambda_i)/\Delta\lambda_i$, где λ_i — эфф. длина волны данного спектрального интервала. Проведя интерполяционную кривую через точки $E(\lambda_i)$, получают кривую спектральной освещённости $E(\lambda)$, интегрирование к-рой по λ даёт искомое значение E. Если значит. часть E сосредоточена в недоступной для наблюдений с Земли спектральной области, экспериментальную кривую $E(\lambda)$ либо экстраполируют на эту область, либо дополняют данными внеатм. наблюдений. В такой постановке радиометрия по методам измерений приближается к многоцветной фотометрии и к спектрофотометрии с низким разрешением.

Лит.: Курс астрофизики и звёздной астрономии, под ред. А. А. Михайлова, 3 изд., М., 1973; Мартынов Д. Я., Курс практической астрофизики, 3 изд., М., 1977; его же, Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Страйжис В. Л., Многоцветная фотометрия звёзд, Вильнюс, 1977.

Х. Ф. Халиуллин.

АСФЕРИЧЕСКАЯ ОПТИКА — оптич. детали или построенные из них системы, поверхности к-рых не являются сферическими. Как правило, термин «А. о.» применяют к системам с симметрией относительно оптической оси.

Возможности А. о. сравнительно со сферич. оптикой видны при рассмотрении параметров, определяющих форму несферич. поверхностей. Осесимметрич. сечение поверхности 2-го порядка выражается ур-нием вида $y^2 = Ax + Bx^2$, определяющим эллипс при $B<0$ (окружность при $B=-1$), гиперболу при $B>0$ и параболу при $B=0$. Радиус кривизны кривой в её вершине равен $r_0 = A/2$. Коэф. B на этот радиус не влияет, и его изменения, влекущие изменения формы поверхности, не приведут к изменению ни фокусного расстояния, ни увеличения системы для *параксиального пучка лучей*, падающих на поверхность оптич. детали такого сечения. Т. о., несферич. поверхности 2-го порядка, в отличие от сферы, характеризуемой только одним параметром — радиусом, имеют ещё один расчётный параметр, позволяющий изменять ход краевых лучей в системе, не затрагивая хода параксиальных лучей, что создаёт дополнит. возможности для построения оптич. систем. Ещё большие возможности открываются при использовании поверхностей более высоких порядков. Поэтому при расчёте оптич. систем с заданными аберрациями одна асферич. поверхность может заменить 2—3 сферических, что приводит к резкому сокращению числа деталей системы. А. о. существенно расширяет возможности разработки оптич. систем, но её распространение ограничивается сложностью изготовления и контроля асферич. поверхностей. Хорошо отработанная технология изготовления сферич. поверхностей, основанная на принципе притирания изготавливаемой поверхности и инструмента, неприменима в общем виде для асферич. поверхностей из-за непостоянства их кривизны в разных местах детали. Для частного случая поверхностей 2-го порядка возможно взаимное исправление поверхности и обрабатывающей кромки инструмента; А. о. произвольной формы изготавливается с помощью инструмента, давление к-рого на обрабатываемую поверхность заданным образом зависит от расстояния до оси вращения детали.

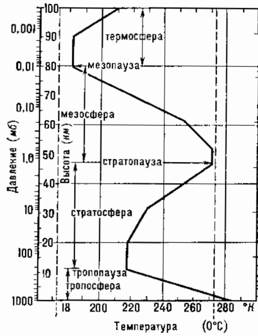
А. о. без осевой симметрии (оптич. системы с цилиндрич. линзами) имеют разл. фокусные расстояния в разных плоскостях, проходящих через оптическую ось, т. е. обладают *астигматизмом*. Применяются в очках для исправления астигматизма глаза, в анаморфотных системах для получения разл. масштаба изображения по разным направлениям и пр.

Лит.: Русинов М. М., Несферические поверхности в оптике, 2 изд., М., 1973; его же, Техническая оптика, Л., 1979; Заказнов Н. П., Горелик В. В., Изготовление асферической оптики, М., 1978. *А. П. Гагарин.*

АТМОСФЕ́РА — внесистемные единицы давления. 1) Физическая А. (атм) — единица давления, равная нормальному атм. давлению: 1 атм=760 мм рт. ст.; 1 атм=1,013250·10^5 Па. 2) Техническая А. (ат) — единица давления, равная давлению, производимому силой 1 кгс, равномерно распределённой по плоской поверхности в 1 см². 1 ат=9,80665·10^4 Па.

АТМОСФЕ́РА Земли — газовая оболочка, окружающая Землю. Масса А. составляет ок. 5·10^{15} т. Ср. давление А. у поверхности Земли равно 1013 гПа (760 мм рт. ст.). С высотой давление убывает по закону, близкому к экспоненциальному. На высотах в десятки км и выше плотность А. сравнительно незначительна.

Строение атмосферы. По вертикали А. имеет слоистое строение, к-рое определяется в первую очередь особенностями распределения темп-ры (рис.). В самой нижней части А.— тропосфере темп-ра убывает с высотой в ср. на 6 К на 1 км. Высота тропосферы изменяется от 8—10 км в полярных широтах до 16—18 км у экватора. В связи с тем, что плотность воздуха быстро убывает с высотой, в тропосфере сосредоточено ок. 80% всей массы А. Над тропосферой расположен переходный слой — тропопауза — с темп-рой 190—220 К, выше к-рой начинается стратосфера. В ниж. части стратосферы уменьшение темп-ры с высотой прекращается, и темп-ра остаётся прибл. постоянной до высоты 20 км — т. н. изотермич. область (ниж. стратосфера); выше темп-ра начинает возрастать — область инверсии (верхняя стратосфера). Темп-ра достигает максимума ~270 К на уровне стратопаузы, расположенной на высоте ок. 55 км. Слой А., находящийся на высотах от 55 до 80 км, где вновь происходит понижение темп-ры с высотой, наз. мезосферой. Над ней находится переходный слой — мезопауза, выше к-рой располагается термосфера, где темп-ра,



Вертикальное распределение температуры в атмосфере.

увеличиваясь с высотой, достигает очень больших значений (св. 1000 К). Ещё выше (на высотах 1000 км и более) находится экзосфера, откуда атм. газы рассеиваются в мировое пространство за счёт диссипации и где происходит постепенный переход от А. к межпланетному пространству.

Состав атмосферы. Земная А. состоит преим. из азота и кислорода, а также содержит малые кол-ва аргона, углекислого газа, неона и др. постоянных и переменных компонентов (см. табл.).

Химический состав сухого воздуха у земной поверхности

Газ	Объёмная концентрация, %	Газ	Объёмная концентрация, %
Азот N_2	78,08	Гелий He	$5 \cdot 10^{-4}$
Кислород O_2	20,95	Метан CH_4	$2 \cdot 10^{-4}$
Аргон Ar	0,93	Криптон Kr	$1,1 \cdot 10^{-4}$
Углекислый газ CO_2	$3,5 \cdot 10^{-2}$	Водород H_2	$5 \cdot 10^{-5}$
Неон Ne	$1,8 \cdot 10^{-3}$		

Кроме этого, А. содержит небольшие количества ксенона, озона, окислов азота, двуокиси серы и нек-рых др. газов. Хим. состав сухого воздуха сравнительно мало изменяется до высоты ок. 100 км.

Наиб. важная переменная компонента А.— водяной пар, концентрация к-рого колеблется у земной поверхности от 3% в тропиках до 2·10^{-5}% в Антарктиде. Осн. масса водяного пара сосредоточена в тропосфере. Ср. содержание его в вертикальном столбе А. в умеренных широтах составляет ок. 1,6—1,7 см «слоя осаждённой воды». Изменчивость содержания водяного пара в тропосфере определяется взаимодействием процессов испарения, конденсации и горизонтального переноса. В результате конденсации происходит образование облаков и выпадение атм. осадков в виде дождя, града, снега. Процессы фазовых превращений воды протекают преим. в тропосфере.

Важное влияние на атм. процессы оказывает озон, сосредоточенный в осн. в стратосфере и обеспечивающий поглощение солнечной УФ-радиации. Ср. месячные значения общего содержания O_3 изменяются в зависимости от широты и времени года в пределах 0,23—

0,52 см (толщина слоя озона при наземном давлении и темп-ре). Наблюдаются увеличение содержания O_3 от экватора к полюсам и годовой ход с минимумом осенью и максимумом весной. Существ. переменной компонентой А. является углекислый газ, изменчивость содержания к-рого связана с жизнедеятельностью растений, индустриальными загрязнениями и растворимостью в морской воде (газообмен между океаном и А.).

Одной из наиболее оптически активных компонент является атм. аэрозоль — взвешенные в воздухе твёрдые и жидкие частицы размерами от неск. нм до неск. десятков мкм. Аэрозоль наблюдается как в тропосфере, так и в верхних слоях А., попадая в неё с земной поверхности в результате индустриальных загрязнений, вулканич. извержений, а также из космоса. Концентрация аэрозоля быстро убывает с высотой, причём на этот ход накладываются многочисленные вторичные максимумы, связанные с существованием аэрозольных слоёв.

Радиационный, тепловой и водный балансы атмосферы. Практически единств. источником энергии для всех физ. процессов, развивающихся в А., является солнечная радиация. Гл. особенность радиац. режима А.— т. н. парниковый эффект: А. слабо поглощает солнечную КВ-радиацию, к-рая б. ч. достигает земной поверхности, но задерживает тепловое ДВ-излучение земной поверхности, значительно уменьшая теплоотдачу Земли в космич. пространство и повышая её темп-ру.

Приходящая солнечная радиация частично поглощается в А. гл. обр. водяным паром, углекислым газом, озоном и аэрозолями, а также рассеивается на частицах аэрозоля и на флуктуациях плотности А. Прямая и рассеянная солнечная радиация составляет суммарную радиацию, к-рая, достигая земной поверхности, частично отражается от неё. Величина отражённой радиации определяется отражат. способностью подстилающей поверхности, т. н. *альбедо.* За счёт поглощённой радиации земная поверхность нагревается и становится источником собств. ДВ-излучения, направленного к А. В свою очередь, А. также излучает ДВ-радиацию, направленную к земной поверхности (т. н. противоизлучение А.) и в мировое пространство. Радиац. теплообмен между земной поверхностью и А. определяется эфф. излучением — разностью между собственным излучением поверхности Земли и поглощённым ею противоизлучением А. Разность между КВ-радиацией, поглощённой земной поверхностью, и эфф. излучением наз. радиационным балансом.

Преобразования энергии солнечной радиации после её поглощения земной поверхностью и А. составляют тепловой баланс Земли. Гл. источник теплоты для А.— земная поверхность, поглощающая осн. долю солнечной радиации. Поскольку поглощение солнечной радиации в А. меньше потери теплоты из А. в мировое пространство ДВ-излучением, радиац. расход теплоты восполняется её притоком к А. от земной поверхности в форме турбулентного теплообмена и приходом в результате конденсации водяного пара в А. Т. к. итоговая величина конденсации во всей А. равна кол-ву выпадающих осадков, а также величине испарения с земной поверхности, приход конденсац. теплоты в А. численно равен её затрате на испарение с поверхности Земли. Поток солнечной энергии за единицу времени через площадку единичного размера, перпендикулярную солнечным лучам и расположенную вне А. на ср. расстоянии Земли от Солнца (т. н. солнечная постоянная), по совр. данным, равен 1367 Вт/м². Значение солнечной радиации, поглощённой Землёй как планетой, равно 237 Вт/м². Из этого кол-ва 157 Вт/м² поглощается земной поверхностью, 80 Вт/м² — А. Радиац. баланс земной поверхности равен 105 Вт/м², эфф. излучение с земной поверхности, соответствующее разности поглощённой радиации и радиац. баланса, составляет 52 Вт/м².

Энергия радиац. баланса расходуется на испарение воды (88 Вт/м²) и турбулентный теплообмен земной поверхности с А. (17 Вт/м²). А. получает тепловую энергию из трёх источников: поглощённой КВ-радиации (80 Вт/м²), прихода теплоты от конденсации водяного пара (88 Вт/м²), турбулентного потока теплоты от земной поверхности (17 Вт/м²). Сумма этих значений равна потере теплоты А. на ДВ-излучение в мировое пространство (185 Вт/м²). Нек-рая часть энергии солнечной радиации затрачивается на поддержание общей циркуляции А. и на др. атм. процессы, однако эта часть незначительна по сравнению с осн. составляющими теплового баланса.

Водный баланс А. в целом соответствует равенству кол-ва осадков, выпадающих на земную поверхность, и кол-ва влаги, испарившейся с поверхности Земли. Каждая из этих величин равна 113 см/год. А. над континентами ежегодно теряет кол-во воды, выпадающей в виде осадков, равное 80 см/год, и получает образованный испарением водяной пар в кол-ве 48,5 см/год. А. над океанами соотв. теряет 127 см/год и получает 140 см/год. Избыток водяного пара, образованный испарением с океанов, переносится с океанов на континенты воздушными течениями. Величина его равна для поверхности континентов 31,5 см/год, для поверхности океана — 13 см/год. Перенос водного пара в А. с океанов на континенты численно равен значению стока рек, впадающих в океаны.

Движение воздуха. Нагревание А. в разных частях Земли неодинаково. Особенно большие контрасты темп-ры у поверхности Земли существуют между экватором и полюсами из-за различия прихода солнечной энергии на разных широтах. Наряду с этим на распределение темп-ры влияет расположение континентов и океанов. Из-за высоких теплоёмкости и теплопроводности океанич. вод океаны значительно ослабляют колебания темп-ры, к-рые возникают в результате изменений прихода солнечной радиации в течение года. В связи с этим в средних и высоких широтах темп-ра воздуха над океанами летом заметно ниже, чем над континентами, а зимой — выше.

Неодинаковое нагревание А. способствует развитию общей *циркуляции атмосферы*, тесно связанной с распределением атм. давления. На уровне моря распределение давления характеризуется относительно низким значением вблизи экватора, увеличением в субтропиках (пояса высокого давления) и понижением в средних и высоких широтах. При этом над материками внетропич. широт давление зимой обычно повышено, а летом понижено. Под действием градиента давления воздух испытывает ускорение, направленное от высокого давления к низкому. Одноврем. с возникновением движения воздуха на него начинают действовать отклоняющая сила вращения Земли (*Кориолиса сила*), сила трения, к-рая убывает с высотой, а при криволинейных траекториях и *центробежная сила.*

С планетарным распределением давления связана сложная система воздушных течений. Нек-рые из них сравнительно устойчивы, а другие постоянно изменяются в пространстве и во времени. К устойчивым воздушным течениям относятся пассаты, к-рые направлены от субтропич. широт обоих полушарий к экватору. Сравнительно устойчивы также муссоны — возд. течения, возникающие между океаном и материком и имеющие сезонный характер. В ср. широтах преобладают возд. течения зап. направления (с З. на В.), в к-рых возникают крупные вихри — циклоны и антициклоны, обычно простирающиеся на сотни и тысячи км. Циклоны наблюдаются и в тропич. широтах, где они отличаются меньшими размерами, но особенно большими скоростями ветра, часто достигающими силы урагана (т. н. тропич. циклоны). В верх. тропосфере и нижн. стратосфере часто возникают сравнительно узкие (в сотни км шириной) струйные течения, с резко очерченными границами, в пределах к-рых ветер достигает больших скоростей — до 100—150 м/с.

Климат и погода. Различия в кол-ве солнечной радиации, приходящей на разные широты земной поверхности, и сложность её строения, включая распределение океанов, континентов и горных систем, определяют разнообразие климатов Земли. Климат тропич. широт характеризуется высокими темп-рами воздуха у земной поверхности (в ср. 25—30 °C), к-рые мало меняются в течение года. В экваториальном поясе обычно выпадает большое кол-во осадков, что создаёт там условия избыточного увлажнения. В тропиках, за пределами экваториального пояса, кол-во осадков уменьшается и в ряде областей субтропич. пояса высокого давления становится очень малым. Здесь расположены обширные пустыни Земли.

В субтропиках и средних широтах темп-ра воздуха значительно меняется в годовом ходе, причём разница между темп-рой зимы и лета особенно велика в удалённых от океанов районах континентов. Так, в нек-рых областях Вост. Сибири ср. темп-ра наиб. холодного месяца на 65 °C ниже темп-ры наиб. тёплого. Условия увлажнения в указанных широтах очень разнообразны и в осн. зависят от режима общей циркуляции А.

В полярных широтах, при наличии заметных сезонных изменений темп-ры, она остаётся низкой в течение всего года, что способствует широкому распространению ледяного покрова на суше и океанах.

На фоне сравнительно устойчивого климата происходит постоянное изменение погоды, определяемой в осн. циркуляцией А. Погода наиб. устойчива в тропич. странах и наиб. изменчива в средних широтах и околополярных областях, в частности на севере Атлантич. и Тихого океанов, где часто возникают и развиваются циклоны. Методы прогноза погоды на сутки опираются на построение ежедневных приземных и высотных синоптич. карт погоды, к анализу к-рых применяются общие физ. закономерности атм. процессов. При прогнозировании на 3—5 сут и более применяются разл. статистич. приёмы. При суточных прогнозах погоды всё более широкое распространение приобретают численные методы прогноза, основанные на решении гидродинамич. и термодинамич. ур-ний, описывающих движение А.

Оптические, акустические и электрические явления в А. При распространении эл.-магн. излучения в А. в результате рефракции, поглощения и рассеяния света воздухом и разл. частицами (аэрозоль, облачные частицы, капли дождя) возникают разл. оптич. явления: радуга, венцы, гало, мираж. Рассеяние света обусловливает видимую сплюснутость небесного свода и голубой цвет неба. Оптич. нестабильность А. ограничивает возможность астр. наблюдений. Условия распространения света в А. определяют видимость предметов. От прозрачности А. на разл. длинах волн зависит дальность распространения излучения лазеров, что важно с точки зрения применения лазеров для связи. Ослабление А. ИК-излучения влияет на функционирование разл. устройств и приборов ИК-техники. Для исследований оптич. неоднородностей стратосферы и мезосферы важное значение имеет явление сумерек. Напр., фотографирование сумерек с космич. кораблей позволяет обнаруживать аэрозольные слои. Все эти вопросы, а также многие другие изучает *атмосферная оптика*. Рефракция и рассеяние радиоволн обусловливают возможности радиоприёма (см. *Распространение радиоволн*).

Распространение звука в А., зависящее от пространственного распределения темп-ры и скорости ветра, представляет интерес для разработки косвенных методов зондирования верхних слоёв А. Так, наблюдения зон слышимости звука при искусств. взрыве позволили обнаружить увеличение темп-ры с высотой в атмосфере. Применение ракетного акустич. метода дало возможность получить богатую информацию о ветрах в стратосфере и мезосфере (см. *Атмосферная акустика*).

Фундам. проблема в исследованиях *атмосферного электричества* — наличие отрицат. заряда Земли и обусловленного им электрич. поля А. Важная роль в этой проблеме принадлежит образованию облаков и грозового электричества. Частое возникновение грозовых разрядов вызвало необходимость разработки методов грозозащиты зданий, сооружений, линий электропередач и связи. Особую опасность это явление представляет для авиации. Грозовые разряды вызывают атм. радиопомехи, получившие назв. *атмосфериков*. В периоды резкого увеличения напряжённости электрич. поля наблюдаются светящиеся разряды, возникающие на остриях и острых углах предметов, выступающих над земной поверхностью, на отд. вершинах в горах и др. (т. н. Эльма огни). Под влиянием процессов ионизации разл. происхождения А. всегда ионизована и содержит сильно изменяющиеся в зависимости от конкретных условий кол-ва лёгких и тяжёлых ионов, к-рые обусловливают электрич. проводимость А. Гл. ионизаторы земной поверхности — излучения радиоакт. веществ, содержащихся в земной коре и в А., а также космич. лучи.

Эволюция атмосферы. Совр. земная А. имеет, по-видимому, вторичное происхождение и образовалась из газов, выделенных твёрдой оболочкой Земли (литосферой) после сформирования планеты. В течение геол. истории Земли А. претерпела значит. изменения под влиянием ряда факторов: диссипации (улетучивания) атм. газов в космич. пространство; выделения газов из литосферы в результате вулканич. деятельности; диссоциации (расщепления) молекул под влиянием солнечного УФ-излучения; хим. реакций между компонентами А. и породами, слагающими земную кору; аккреции (захвата) межпланетной среды (напр., метеорного вещества). Развитие А. было тесно связано с геол. и геохим. процессами, а также с деятельностью живых организмов. Значит. часть газов, составляющих совр. А. (азот, углекислый газ, водяной пар), возникла в ходе вулканич. и интрузивной деятельности, выносившей их из глубин нашей планеты. Кислород появился в более или менее значит. кол-ве ок. 2 млрд. лет тому назад как результат деятельности фотосинтезирующих растений.

По данным о хим. составе карбонатных отложений получены оценки кол-ва CO_2 и O_2 в А. геологич. прошлого. На протяжении фанерозоя (последние 570 млн. лет истории Земли) кол-во CO_2 в А. изменялось в широких пределах в соответствии с уровнем вулканич. активности. Как правило, концентрация CO_2 в это время была значительно выше современной (до 10—15 раз). Кол-во O_2 в А. в фанерозое изменялось прибл. в 5 раз, причём преобладала тенденция к увеличению кол-ва O_2. В А. докембрия масса CO_2 была, как правило, более высокой, а масса O_2 — более низкой по сравнению с А. в фанерозое. Колебания кол-ва CO_2 оказывали существ. влияние на климат в прошлом, усиливая парниковый эффект при росте концентрации CO_2, в связи с чем климат на протяжении осн. части фанерозоя был более тёплым по сравнению с нашей эпохой.

Атмосфера и жизнь. А. обеспечивает возможность жизни на Земле и оказывает большое влияние на разные стороны жизни человечества. Наибольшее значение из атм. газов для жизнедеятельности организмов имеют кислород, азот, водяной пар, углекислый газ, озон. При поглощении CO_2 фотосинтезирующими растениями создаётся органич. вещество, используемое как источник энергии подавляющим большинством живых существ, включая человека. Кислород необходим для существования аэробных организмов, для к-рых приток энергии обеспечивается реакциями окисления органич. вещества. Азот, усваиваемый нек-рыми микроорганизмами (азотофиксаторами), необходим для минерального питания растений. Озоновый экран значительно ослабляет приток поступающей от Солнца опасной для многих организмов УФ-радиации. Конденсация водяного пара в А. является источником жидкой воды, без к-рой невозможны никакие формы жизни. Жизнедеятельность организмов в гидросфере во многом определяется кол-вом и хим. составом атм. газов, растворённых в воде. Т. к. хим. состав А. существенно зависит от деятельности организмов, организмы и А. можно рассматривать как единую систему, эволюция к-рой имела большое значение для изменений состава А. в геологич. прошлом.

Влияние человека на атмосферу. В течение последнего столетия происходил рост концентрации CO_2 в А., обусловленный гл. обр. сжиганием всё возрастающих кол-в угля, нефти и др. видов углеродного топлива. Предполагается, что за это столетие кол-во CO_2 возросло на 20—25% от его исходного значения. Такое изменению хим. состава А. привело к нек-рому усилению парникового эффекта и к небольшому повышению ср. темп-ры нижнего слоя воздуха. Наряду с CO_2, под влиянием хоз. деятельности в А. возрастает кол-во фреонов, окислов азота и ряда др. газов, к-рые являются малыми по объёму примесями к атм. воздуху. Все эти примеси аналогично влиянию CO_2 способствуют изменению климата в сторону потепления.

Большое значение стало придаваться разработке методов активного воздействия на атм. процессы. В частности, в СССР широко применяется защита сельскохозяйств. растений от градобитий путём рассеивания в грозовых облаках спец. реагентов. Разрабатываются методы рассеяния туманов, защиты растений от заморозков, ведутся эксперим. работы по воздействию на облака для увеличения кол-ва осадков.

Изучение атмосферы. Сведения о физ. процессах в А. получают из метеорологич. наблюдений, к-рые проводятся мировой сетью постоянно действующих метеорологич. станций и постов, расположенных на всех континентах и на мн. островах. Ежедневные наблюдения дают сведения о темп-ре и влажности воздуха, атм. осадках, облачности, ветре, давлении и др. метеорологич. элементах. Наблюдения за солнечной радиацией и её преобразованием проводятся на актинометрич. станциях. Существенное значение для изучения А. имеют данные аэрологич. сети станций, где при помощи радиозондов выполняются наблюдения за метеорологич. режимом в свободной А. до высоты 30—40 км. На ряде станций проводятся наблюдения за атм. озоном, элементами атм. электричества, хим. составом воздуха.

Материалы наземных метеорологич. станций дополняются наблюдениями на океанах, где действуют корабли погоды, постоянно находящиеся в определ. районах Мирового океана, а также метеорологич. сведениями, получаемыми с кораблей разл. назначения во время их рейсов.

Для изучения стратосферы на высотах в неск. десятков км применяются метеорологич. ракеты, к-рые позволили получить представление о движениях воздуха и колебаниях термич. режима в стратосфере, выяснить связь физ. процессов, происходящих в стратосфере, с процессами в тропосфере и т. д. Получить информацию, относящуюся не только к отд. районам, но и ко всей А., позволяют метеорологич. спутники Земли, на к-рых установлены приборы для измерения потоков УФ- и ИК-радиации. По данным наблюдений с помощью спутников удалось точно определить величину солнечной постоянной, найти истинное значение альбедо Земли, построить карты радиац. баланса системы Земля — А., решить др. задачи изучения атм. процессов.

Лит.: Зверев А. С., Синоптическая метеорология, 2 изд., Л., 1977; Хргиан А. Х., Физика атмосферы, т. 1—2, 2 изд., Л., 1978; Матвеев Л. Т., Курс общей метеорологии. Физика атмосферы, Л., 1976; Будыко М. И., Климат в прошлом и будущем, Л., 1980; Океан — Атмосфера. Энциклопедия, Л., 1983. *М. И. Будыко.*

АТМОСФЕ́РА ВЕ́РХНЯЯ — в узком смысле слова часть *атмосферы* Земли, расположенная выше 90—100 км, характеризуемая быстрым изменением относит. содержания осн. газов с высотой, в отличие от нижележащей части, где относит. содержание осн. газов остаётся неизменным; в широком смысле слова — область атмосферы, расположенная выше примерно 10—17 км. Область атмосферы от 15 до 100 км часто наз. «средней атмосферой». Отличит. особенность А. в. (выше 100 км) — непосредств. зависимость её состояния от солнечной активности.

Структура и динамика А. в. существенно определяются неравновесными в термодинамич. смысле процессами, связанными с ионизацией и диссоциацией солнечным излучением, хим. процессами, возбуждением внутр. степеней свободы молекул и атомов, их дезактивацией, соударениями и др. При этом степень неравновесности возрастает с высотой по мере уменьшения плотности. Однако вплоть до высот 500—1000 км, а часто и выше, степень неравновесности для многих характеристик А. в. остаётся достаточно малой, что позволяет использовать для её описания классич. и *магнитную гидродинамику* с учётом хим. реакций.

Методы исследования А. в. включают как наблюдения с поверхности Земли с помощью системы наземных радиоустройств, так и специально разработанные эксперименты на ракетах и спутниках, а также теоретич. методы. Сложный характер процессов в А. в. требует проведения комплексных эксперим. программ с привлечением широкого круга разл. измерений и использованием сложных численных моделей для анализа этих измерений. Важную роль в исследовании А. в. играют системы междунар. станций наблюдения: за ионосферой — методом вертикального радиозондирования и поглощения космич. радиоизлучения; за полярными сияниями и свечением ночного неба — с помощью фотометров и спектрометров; за геомагн. возмущениями и колебаниями магн. поля — с помощью магнитометров; за характеристиками распространения радиоволн — с помощью системы радиоприёмных и передающих устройств; за метеорами — с помощью оптических и радиометодов. Результаты этих наблюдений сопоставляются между собой и с данными наблюдений за Солнцем и его излучением, за *космическими лучами* и др.

Знания об А. в. существенно расширились в 1950-х — 60-х гг. в связи с развитием ракетных и спутниковых методов исследования. При этом новые возможности получили оптические и радиометоды. Измерения стали проводиться непосредственно в самой А. в. (прямые методы), одноврем. расширились и возможности косвенных методов (по поведению светового луча, радиолуча, собственного свечения атмосферы и т. д.). В 60—70-х гг. важные заключения о свойствах А. в. принесли локаторы некогерентного рассеяния радиоволн (рассеяние радиоволн на тепловых неоднородностях электронной концентрации). Особая ценность этого метода состоит в том, что он даёт данные об электронной концентрации, электронной и ионной темп-ре, дрейфе заряж. частиц, оценки темп-ры нейтрального газа, состава и ветра непрерывно по большой области высот с хорошим временным и достаточным высотным разрешением. Данные о плотности по торможению спутников, данные локаторов некогерентного рассеяния радиоволн, наблюдения собственного излучения А. в. со спутников и ракетные данные позволили дать описание сезонно-широтных вариаций темп-ры, плотности и состава А. в., а также суточных вариаций этих параметров, зависимости их от солнечной активности и др. Обобщение этих исследований проведено в виде эмпирич. моделей, дающих оценку атм. параметров в зависимости от солнечной и геомагн. активности, широты, долготы, высоты и сезона с весьма умеренными погрешностями. Эти эмпирические модели дают морфологическое описание А. в.

Изучением явлений, происходящих в А. в., с точки зрения атомных и молекулярных взаимодействий и влияния на них солнечного изучения занимается *аэрономия*.

Источники энергии. Процессы, протекающие в А. в., и изменения её параметров обусловлены поглощением изменяющихся во времени потоков разл. видов энергии. Главным из них является поток УФ-излучения Солнца, сосредоточенный в области длин волн λ короче 290—300 нм и несущий около 1% полной энергии Солнца. Осн. доля этого излучения с $\lambda = 240$—300 нм проникает до высот 20—40 км, где поглощается озоном, вызывая его диссоциацию. Б. ч. энергии излучения с длинами волн $\lambda = 200$—240 нм и $\lambda = 140$—170 нм поглощается на высотах 80—100 км, вызывая диссоциацию O_2. Излучение с λ короче 100 нм (т. н. жёсткое УФ- и рентгеновское излучение) ионизует А. в., производя первичную ионизацию. Оно служит источником фотоэлектронов и вызывает процессы, создающие вторичные ионы и электроны, диссоциацию молекул и возбуждение частиц, а также разогрев А. в. выше 100 км. Поток ионизующего излучения, к-рый образуется в короне и хромосфере Солнца, равен на границе земной атмосферы 3—10 эрг/см^2·с, составляя $(0,3$—$1) \cdot 10^{-6}$ от полного потока излучения Солнца. Это самая активная часть солнечного излучения, и гл. обр. через её вариации осуществляется влияние на А. в. солнечной активности. Интенсивность потока излучения может изменяться в течение солнечного цикла в 3 раза, а в период солнечных вспышек кратковременно увеличивается до 1,5 раза.

Со стороны Земли в А. в. поступают потоки эл.-магн. ДВ-излучения, к-рые представляют собой преобразованные поверхностью Земли и нижней атмосферой потоки солнечного излучения в видимой и ИК-областях. В А. в. поглощается также энергия приливов, к-рые возбуждаются в озонном слое на высотах 30—70 км солнечным УФ-излучением ($\lambda > 200$ нм), распространяющихся из тропосферы акустич. и гравитац. волн.

Важным источником энергии в А. в. является *солнечный ветер*. Механизмы преобразования энергии солнечного ветра в энергию А. в. весьма сложны и охватывают цепочку взаимодействий солнечный ветер — магнитосфера — ионосфера — А. в. Неоднородности приходящей к Земле плазмы солнечного ветра вызывают *магнитные бури*, *полярные сияния*, нарушения ионосферной радиосвязи и др. Из космоса приходят в А. в. космич. лучи и микрометеоры, также приносящие энергию и приводящие к хим. превращениям. Существуют активные зоны в А. в., в к-рых происходит превращение одних видов энергии в другие, благодаря чему энергия легко переносится на большие расстояния. Таковы, напр., зоны полярных сияний или *радиационные пояса*, из к-рых в периоды магн. бурь высыпаются потоки заряж. частиц.

Протяжённость и температура нейтральной верхней атмосферы. Положение внеш. границы А. в. Земли установлено менее чётко, чем нижней, и зависит от множества неопределённых факторов. Для нейтральной атмосферы эта граница является чисто условной. На высоте неск. тысяч км преобладающая компонента А. в.— атомарный водород. При темп-ре экзосферы 1500 К концентрация атомов водорода 10^2 см$^{-3}$ (условная граница) должна наблюдаться на расстоянии 1500 км от центра Земли. Протяжённость А. в. для ионизир. компоненты — до 10 радиусов Земли в направлении на Солнце и ещё большая в антисолнечном направлении. Распределение темп-ры с высотой носит сложный характер (рис. 1). Падение темп-ры с высотой в тропосфере определяется тем, что эта область излучает энергии больше, чем поглощает. Рост темп-ры с высотой в стратосфере и падение в мезосфере определяются в осн. балансом между поглощением УФ-излучения Солнца озоном в полосе Хартли (210—290 нм) и излучением CO_2 в полосе 15 мкм. Выше 90 км темп-ра растёт с высотой и её изменение определяется гл. обр. балансом между нагревом УФ-излучением Солнца с $\lambda < 100$ нм и в континууме Шумана—Рунге (135—175 нм) и отводом тепла молекулярной и турбулентной теплопроводностью вниз. Однако здесь, как и ниже, значит. роль в распределении темп-ры играют ветер и вертик. движения. Очевидно, в мезосфере и нижней термосфере над зимним полушарием существуют нисходящие движения, приводящие к адиабатич. нагреву при сжатии, а в летнем полушарии — восходящие движения, приводящие к адиабатич. охлаждению газа. Этим можно объяснить тот факт, что зимняя мезосфера (в районе

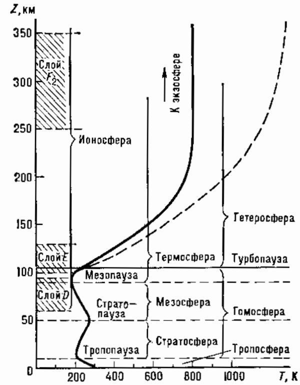


Рис. 1. Структура атмосферы в соответствии с особенностями изменения среднесуточной темп-ры для низкого (сплошная линия) и высокого (пунктир) уровней солнечной активности.

мезопаузы) значительно теплее летней, в отличие от стратосферы, к-рая летом теплее, чем зимой.

Выше 200 км темп-ра в летнем полушарии выше, чем в зимнем, что определяется в осн. большей длительностью дня летом, чем зимой. Во всей термосфере имеются сильные суточные вариации темп-ры. Как ср.-суточные значения темп-ры, так и амплитуды суточных вариаций растут с высотой, выходя для данного часа на пост. значение выше 300 км. Вместе с суточными вариациями темп-ры наблюдаются большие, систематически растущие с высотой вариации давления и плотности. Ср.-суточные темп-ры, так же как и её приливные вариации, выше в период высокой солнечной активности. Амплитуда термич. прилива максимальна в подсолнечной и в антиподсолнечной точках и спадает к полюсам. В высоких широтах в нижней термосфере наблюдаются сильные токи, обусловленные электрич. полями, возникающими в магнитосфере и переносимыми в ионосферу. Джоулев нагрев этими токами (а также выделение тепла при высыпании энергичных частиц) оказывает существ. влияние на глобальное распределение темп-ры. Особенно сильны влияния токов в период магн. бурь. Перераспределение темп-р при этом сопровождается резкими перестройками термосферной циркуляции и скорости ветра могут достигать величины 600 м/с на высотах более 120 км.

Химический состав. С высотой абс. концентрация частиц уменьшается и изменяется соотношение N_2, O_2 и примесей, наблюдаемых в ниж. части *атмосферы*. На состав химически невзаимодействующих газов А. в. влияет соотношение между турбулентным и молекулярным (тепловым) перемешиваниями. До высоты 100 км преобладает интенсивное турбулентное перемешивание, безразличное к молекулярному весу отдельных составляющих, поэтому относит. состав в этой области постоянен. В силу этого область атмосферы до 100—110 км наз. гомосферой, т. е. однородной по составу. Выше этого уровня начинает преобладать молекулярное перемешивание и каждый газовый компонент стремится к высотному распределению, определяемому *барометрической формулой* с молекулярным весом этого компонента. Выше примерно 140 км можно считать, что каждый компонент газа распределён по своей барометрич. ф-ле. Состав атмосферы здесь меняется с высотой, и эта область изменения состава наз. г е т е р о с ф е р о й. Атомный кислород в области своего максимума на высоте 95 км составляет долю менее 0,1%, а выше 200 км он становится преобладающей компонентой. Выше 1000 км его сменяет гелий, выше 5000 км преобладает водород. Аналогичная картина наблюдается для положит. ионов: ниже 170 км преобладают молекулярные ионы NO^+ O_2^+, в области 170—1000 км — ион O^+, а выше 1000 км — ион H^+. Указанные границы соответствуют лишь нек-рым ср. условиям, на самом деле они несколько изменяются с временем суток, сезоном, широтой и уровнем солнечной активности. В частности, из-за значит. сезонных и широтных вариаций гелия (в десятки раз) указанное для него преобладание наблюдается гл. обр. в зимний сезон на ср. широтах.

Граница между гомосферой и гетеросферой наз. т у р б о п а у з о й, поскольку ранее предполагали, что именно здесь коэф. турбулентного и молекулярного перемешивания равны по величине. Ныне стало ясно, что уровень турбопаузы, т. е. границы, где начинает меняться относит. состав А. в., зависит также от движений, прежде всего вертикальных. Для химически взаимодействующих газов распределение их концентрации определяется относит. ролью скоростей хим. реакций и дивергенции их потоков (молекулярного, турбулентного, конвективного). Характерен в этом отношении атомный кислород O, концентрация к-рого имеет максимум между 80 и 100 км. Ниже максимума распределение концентрации O определяется из условий хим. равновесия, а выше максимума — стремится к барометрич. распределению.

В отличие от O_2, у N_2 не происходит сильной диссоциации под действием солнечного излучения, поэтому в целом атомного азота N в А. в. много меньше, чем атомного кислорода. Максимум слоя атомного азота днём находится на высоте ок. 250 км. Несмотря на низкую концентрацию, атомный азот играет важную роль в аэрономич. процессах, особенно в области максимума слоя. Напр., концентрация ионов N^+ составляет примерно 0,1 от концентрации осн. иона O^+ в области F_2 и во внеш. ионосфере.

К области высот 500—600 км концентрация нейтральных частиц уменьшается до 10^6—10^7 $см^{-3}$, т. е. настолько, что столкновения между нейтральными частицами становятся редкими. Эта область термосферы наз. *экзосферой* или г е о к о р о н о й. В экзосфере частицы с очень большими скоростями способны преодолеть земное притяжение и покинуть Землю (убегающие или диссипирующие частицы). Это происходит прежде всего с атомами водорода.

Динамика верхней атмосферы. А. в. находится в непрерывном движении. Осн. типы движений: ср.-суточная циркуляция, как зональная, так и меридиональная; термич. и гравитац. прилив с суточными и полусуточными модами; внутр. гравитац. и акустич. волны; турбулентность. Ниже 80 км ср.-суточный ветер (иногда наз. преобладающим) — западный (дует с запада на восток) в зимнем полушарии с максимумом в средних широтах на высоте 60 км и достигающий значения 80 м/с, и восточный — в летнем полушарии с максимумом в средних широтах на высоте 70 км и достигающий 60 м/с.

Выше 200 км ср.-суточный ветер имеет такой же сезонный ход, но его величины несколько меньше (в спокойных геомагн. условиях). Очевидно, начиная со 100 км и несколько выше существует слой обратной циркуляции — восточной зимой и западной летом. Выше 140—160 км образуются глобальные ячейки циркуляции, различные в солнцестояние (рис. 2*а*) и равноденствие (рис. 2*б*). Обратная ячейка в зимнем полушарии обусловлена действием высокоширотного источника нагревания. Т. н. метеорная зона 75—105 км с центром на 95 км находится как раз на границе слоёв с разной циркуляцией. Дрейфы метеорных следов показывают здесь полугодовой сезонный ход: в течение года — западный ветер, но в период равноденствий наблюдается обращение ветра на восточный или резкое ослабление западного ветра.

Благодаря суточной смене нагрева и охлаждения А. в. расширяется и сжимается с суточным периодом,

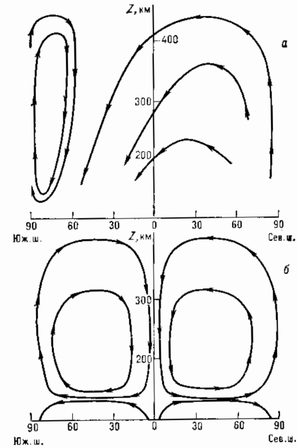


Рис. 2. Схема циркуляции в гетеросфере (меридиональный разрез): *а* — в период солнцестояния; *б* — в период равноденствия.

возбуждая приливные волны, к-рые приводят в движение А. в. в горизонтальном направлении. Суточные вариации ветра нарастают по амплитуде от 10—30 м/с на высоте 95 км до 100—150 м/с на высотах более 200 км. Для наблюдателя, находящегося вне Земли, картина суточных вариаций ветра здесь выглядит так, как если бы воздух растекался от подсолнечной точки и устремлялся через полюсы к антиподсолнечной. В области высот 100—200 км преобладает полусуточная мода приливного ветра, обязанная своим происхождением распространению прилива из стратосферы и мезосферы (термич. прилив вызван поглощением УФ-излучения Солнца озоном). Важную роль в динамике термосферы играют столкновения нейтральных частиц с заряженными, концентрация к-рых с высотой падает значительно медленнее нейтральных. Заряж. частицы из-за геомагн. поля не могут двигаться поперёк магн. силовых линий. Поэтому трение нейтральных частиц о заряженные, как бы привязанных к магн. силовым линиям, играет очень большую роль, определяя одну из гл. гидродинамич. сил здесь — ионное трение.

Зимой в гомосфере наблюдаются стоячие планетарные волны масштаба полушария до высоты 80 км (возможно, и выше), распространяющиеся от неоднородностей земной поверхности. Обнаруживаемые на высотах 80—120 км гравитац. волны (с периодами от 8 мин до неск. часов) хотя бы частично обязаны своим появлением источникам, находящимся в тропосфере (атм. фронты, струйные течения). Природа наблюдаемой в мезосфере и ниж. термосфере турбулентности ныне не имеет последоват. объяснения. Всего вероятнее, она обязана своим происхождением нелинейному разрушению внутр. гравитац. волн, распространяющихся снизу.

Другие явления в верхней атмосфере. Под действием солнечного и корпускулярных излучений в А. в. образуются разл. слои ионизации и свечения. Почти на границе с ниж. атмосферой на высоте ок. 15 км находится максимум скорости образования ионов под действием самых высокоэнергичных частиц — галактич. *космических лучей* и продуктов ядерных реакций при их взаимодействии с атмосферой (м а к с и м у м П ф о т ц е р а). На этих высотах возникает слой ионизации с концентрацией ионов $6\cdot10^{3}$ см$^{-3}$. Скорость ионообразования q на высоких широтах больше, чем на средних и экваториальных, и возрастает при переходе от максимума к минимуму солнечного цикла в соответствии с изменением интенсивности космич. лучей. К высотам 50—70 км эта величина q уменьшается на 3—4 порядка, но всё ещё остаётся выше, чем скорость ионообразования под действием др. источников ионизации.

Свечение атмосферы на высотах ок. 100 км подразделяют на ночное, сумеречное и дневное. Оно состоит из непрерывного спектра и линий (эмиссий) атомов и молекул и наблюдается от УФ- до ИК-области спектра. Для ночного свечения наиб. интенсивны в видимой области спектра линии атомного кислорода — зелёная (5577Å) и красные (6300—6364Å), а также D — линия натрия (5893Å). В ближней ИК-области спектра весьма интенсивна группа вращательно-колебат. полос гидроксила. Большинство эмиссий образуются на высотах ок. 100 км и видны с космич. корабля как единый светящийся слой. На высотах ок. 250 км на низких широтах наблюдается также свечение второго, более слабого слоя. Процессы, вызывающие свечение атмосферы ночью, связаны с образованием возбуждённых атомов и молекул в результате хим. реакций. Обычно возбуждённые частицы А. в. образуются в результате процессов ионизации, диссоциации, в ионно-молекулярных реакциях и при столкновениях с др. возбуждёнными частицами. В дневное и сумеречное время нек-рые эмиссии излучаются более интенсивно, чем ночью. Это свечение обусловлено флюоресценцией под действием солнечного излучения. Данные о свечении атмосферы используются для исследования элементарных процессов в А. в.

Область А. в., расположенная на высотах от ~50 до неск. тысяч км, обладающая высокой концентрацией электронов и приводящая к рефракции радиоволн, наз. *ионосферой*. В зависимости от изменения осн. свойств её подразделяют на неск. слоёв, ионизация в к-рых в дневное время производится разл. участками спектра солнечного излучения: область D (70—90 км) — рентгеновским и линией лайман-альфа водорода, область E (90—130 км) — линиями C III 977 Å и лайман-бета водорода, область F (выше 130 км) — осн. частью излучения 10—950 Å.

В А. в. наблюдаются энергичные электроны разл. происхождения, напр. фотоэлектроны или электроны радиац. поясов. Концентрация энергичных электронов иногда на много порядков выше равновесной, соответствующей максвелловскому распределению по скоростям со ср. электронной темп-рой, что говорит о неравновесности ионосферной плазмы. Однако отклонения от максвелловского распределения начинаются при энергиях в несколько эВ, т. е. в далёком хвосте распределения.

Фотоэлектроны с энергией 1—500 эВ днём на высотах более 200 км, как показали ракетные измерения, образуют интегральный поток до 10^{9}—10^{10} см$^{-2}$ с$^{-1}$, захваченный в магн. силовые трубки. Фотоэлектроны образуются в процессе фотоионизации солнечным излучением, унося с собой энергию, равную избытку энергии фотона над потенциалом ионизации атома или молекулы. Поэтому в спектре фотоэлектронов наблюдаются пики, соответствующие наиб. ярким линиям в спектре КВ-излучения Солнца. Фотоэлектроны служат источником образования возбуждённых атомов и молекул в А. в., а при столкновении с тепловыми электронами они передают им часть энергии, благодаря чему электронная темп-ра А. в. существенно выше нейтральной. При высыпании в А. в. высокоэнергичных частиц образуются также потоки вторичных электронов.

На высотах более 10—20 тыс. км геомагн. поле удерживает захваченные им высокоэнергичные протоны (0,1—100 МэВ) и электроны (1—1000 кэВ), образуя два радиац. пояса. Источником таких частиц для внутр. радиац. пояса являются, вероятно, распадающиеся нейтроны, к-рые возникают в ядерных реакциях на высотах 20—25 км при бомбардировке А. в. космич. лучами. Вне области поясов захваченных частиц магн. силовые трубки проектируются в т. н. зоны аврорального овала, расположенные вокруг обоих геомагн. полюсов на широтах 68—75°. В этих зонах происходит высыпание частиц высоких энергий, к-рые вызывают полярные сияния.

Радиоизлучение ионосферы и магнитосферы. На поверхности Земли наблюдают разнообразные эл.-магн. НЧ-сигналы естеств. происхождения. Источником нек-рых из них служат электрич. разряды в тропосфере — *атмосферики*. «Свистящие атмосферики» (или вистлеры) звуковой частоты, способные распространяться вдоль силовых линий геомагн. поля, были использованы для первых оценок концентрации электронов n_e во внеш. частях магнитосферы на расстоянии 3—4 радиусов Земли; оказалось, $n_e = 10^{2}$—10^{3} см$^{-3}$. На ИСЗ были подтверждены эти оценки и найдено, что далее 4—5 радиусов Земли (плазмопауза) величина n_e скачком уменьшается примерно в 100 раз — т. н. эффект колена.

В диапазоне низких частот 1—10 кГц обнаружено радиоизлучение ионосферного происхождения. По своему характеру оно разделяется на неск. типов: «шипение» — теплового характера, дискретное с определ. тоном (типа «щебетания птиц», «львиного рёва» и др.) и смесь дискретных излучений, т. н. хоры. Излучение локализовано в области диам. 200—1000 км, т. к. распространяется вдоль узкого пучка магн. силовых линий. Источником радиоизлучения могут быть возмущения ионосферной плазмы, вызванные вторжением заряж. частиц.

С помощью удалённых ИСЗ обнаружено т. н. километровое радиоизлучение магнитосферы, всплески к-рого возникают в периоды локального усиления потоков высокоэнергичных электронов. Излучение концентрируется вокруг зоны полярных сияний.

Геомагнитные вариации. Выше 130—150 км плотность энергии геомагн. поля выше плотности энергии плазмы, к-рая оказывается вмороженной в магн. поле. Ниже 70—80 км движения ионов и электронов определяются взаимодействиями при столкновениях с нейтральным газом. В промежуточной области высот 80—130 км ионы движутся совместно с нейтральным газом, электроны уже привязаны к магн. силовым линиям и их движение может значительно отличаться от движения ионов, что является причиной возникновения здесь слоя электрич. тока. Такие токи, вызываемые циркуляцией атмосферы, наз. д и н а м о - т о к а м и; с ними связаны регулярные суточные вариации напряжённости геомагн. поля, составляющие несколько десятков гамм.

Кроме медленных наблюдаются сравнительно кратковременные флуктуации и пульсации геомагн. поля с периодами колебаний от долей секунды до неск. минут. Они классифицированы на неск. типов, среди к-рых имеются микро- и «гигантские пульсации», короткопериодические и «жемчужины» (колебания с периодом 0,2—5 с, с регулярными вариациями амплитуды, длящиеся иногда часами). Возникновение кратковременных колебаний геомагн. поля выяснено не до конца, его связывают с гидромагн. колебаниями магнитосферы.

Др. источником геомагн. вариаций являются изменения на границе магнитосферы, обусловленные вариациями солнечного ветра. В обычных условиях они составляют десятки гамм. Но после солнечных вспышек и др. возмущений солнечного ветра вариации магн. поля на поверхности Земли могут достигать сотен гамм —

это т. н. магн. бури. Во время магн. бурь происходит возмущение многих параметров А. в.: темп-ры и состава, свечения и ионизации, радиац. поясов, радиоизлучения и геомагн. вариаций. В межпланетном пространстве при этом происходит ослабление космич. лучей, приходящих к Земле (ф о р б у ш - э ф ф е к т).

Во время солнечных вспышек наблюдаются также возмущения А. в. Так, одновременно со вспышкой происходят внезапные ионосферные возмущения и связанные с ними магнитные «крошe» (внезапные возмущения геомагн. поля), объясняемые увеличением УФ- и рентгеновского излучения, а спустя неск. часов рост поглощения в полярных шапках, вызываемый приходом от вспышки т. н. солнечных космич. лучей, т. е. протонов с энергией 1—10 МэВ.

Исследования А. в. имеют большое значение в связи с полётами ИСЗ, космонавтикой, радиосвязью. Для надёжного обеспечения приземления космич. аппаратов необходимо иметь точные сведения о параметрах А. в. Длительные полёты космонавтов требуют тщательного анализа условий радиац. облучения в А. в. и от солнечных вспышек, для чего создана служба радиац. безопасности. Получили развитие разл. радиотехн. средства и системы, такие как радиосвязь, радиовещание, радиолокация, использующие ионосферу в качестве элемента тракта передачи информации. Для обеспечения их работы создана служба ионосферы.

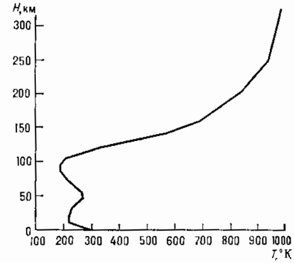
От наблюдений за ионосферой и магнитосферой стали переходить к активным экспериментам и искусств. воздействиям, таким, как разогрев ионосферы и образование в ней областей с пониженной концентрацией электронов («дыры»), вызывание искусств. полярных сияний или трассирование магн. силовых линий с помощью выброса с ракет светящихся бариевых облаков.

Другие планеты. Исследование с помощью сов. космич. аппаратов «Марс», «Венера» и амер. космич. зондов «Пионер», «Вояджер», «Маринер» позволило существенно расширить знания о др. планетах и их атмосферах, что важно и для сравнит. изучения нашей планеты. В отличие от азотно-кислородной атмосферы Земли, в атмосфере Марса и Венеры преобладает углекислый газ, а на Юпитере и Сатурне — водород и его соединения. Вблизи поверхности Венеры, Земли и Марса давление атмосферы находится примерно в отношении 100 : 1 : 0,01, а темп-ра равна 750, 300 и 250 К соответственно. С помощью космич. аппаратов исследованы свечение А. в. и ионосфера Марса и Венеры. Отличия от земной ионосферы обусловлены, во-первых, разницей расстояния от Солнца, во-вторых, хим. составом А. в. Днём максимум n_e на Марсе составляет $2 \cdot 10^5$ см$^{-3}$ на высоте 135 км, на Венере — $5 \cdot 10^5$ на высоте 145 км. На Венере, лишённой магн. поля, днём обнаружена довольно низко расположенная плазмопауза (~300 км), что обусловлено действием солнечного ветра. На Юпитере с его сильным магн. полем обнаружены полярные сияния и радиац. пояс, значительно более интенсивные, чем на Земле.

Лит.: Физика верхней атмосферы Земли, пер. с англ., Л., 1971; Красовский В. И., Штили и штормы в верхней атмосфере, М., 1971; Редерер Х., Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем, пер. с англ., М., 1972; Гульельми А. В., Троицкая В. А., Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы, М., 1973; Акасофу С. И., Чепмен С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 1, М., 1974; Ришбет Г., Гарриот О. К., Введение в физику ионосферы, пер. с англ., Л., 1975; Ратклифф Дж., Введение в физику ионосферы и магнитосферы, пер. с англ., М., 1975; Бауэр Э., Физика планетных ионосфер, пер. с англ., М., 1976; Роч Ф., Гордон Дж., Свечение ночного неба, пер. с англ., М., 1977; Кринберг И. А., Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли, М., 1978; Гульельми А. В., МГД-волны в околоземной плазме, М., 1979; Щепкин Л. А., Климов Н. Н., Термосфера Земли, М., 1980; Перов С. П., Хргиан А. Х., Современные проблемы атмосферного озона, Л., 1980; Метеорология верхней атмосферы, под ред. Г. А. Кокина, С. С. Гайгерова, Л., 1981; Харгривс Дж. К., Верхняя атмосфера и солнечно-земные связи, пер. с англ., Л., 1982; Кошелев В. В., Климов Н. Н., Сутырин Н. А., Аэрономия мезосферы и нижней термосферы, М., 1983; Молчанов О. А., Низкочастотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме, М., 1985. *Г. С. Иванов-Холодный, А. И. Ивановский.*

АТМОСФЕ́РА СТАНДА́РТНАЯ — условная атмосфера, для к-рой заданы средние для широты 45°32′33″ значения темп-ры, давления, плотности, вязкости и др. характеристик воздуха на высотах H от 2 км ниже уровня моря до внеш. границы земной атмосферы. Параметры А. с. на всех высотах рассчитаны по ур-нию состояния идеального газа и *барометрической формуле* в предположении, что на уровне моря давление равно 1013,25 гПа

Вертикальное распределение температуры по Стандартной атмосфере (ГОСТ 440181).



(760 мм рт. ст.), а темп-ра 288,15 К (15,0 °С). По характеру вертик. распределения темп-ры А. с. состоит из неск. слоёв, в каждом из к-рых темп-ра аппроксимирована линейной ф-цией высоты (рис.). В самом нижнем из этих слоёв — тропосфере ($H \leqslant 11$ км) темп-ра падает на 6,5° с каждым 1 км подъёма. На больших H значение и знак вертик. градиента темп-ры меняются от слоя к слою. Выше 790 км темп-ра $T = 1000$ К и не меняется с высотой.

А. с. является периодически уточняемым, узаконенным стандартом, выпускаемым в виде таблиц, позволяющим сравнивать между собой результаты испытаний летат. аппаратов и установленной на них аппаратуры, а также проводить геофиз. расчёты. *С. М. Шметер.*

АТМОСФЕ́РИК — низкочастотный эл.-магн. сигнал естеств. происхождения, распространяющийся в волноводе, образованном поверхностью Земли и ниж. границей ионосферы. Групповая скорость А. (сферика) близка к скорости света в вакууме. Источниками А. являются атм. электрич. разряды (в частности, молнии), излучающие эл.-магн. волны в широком диапазоне частот. Благодаря незначит. затуханию в волноводе

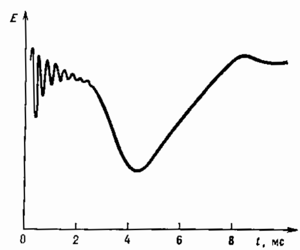


Рис. 1.

Земля — ионосфера эти волны могут распространяться на большие расстояния.

Создаваемый А. сигнал обычно состоит из двух частей. Типичная зависимость напряжённости электрич. поля E от времени при приёме на расстояниях более 300—500 км от источника показана схематически на рис. 1. ВЧ-часть сигнала состоит из квазипериодич. затухающих колебаний с увеличивающимся во времени периодом (в пределах 500—1000 мкс). В её состав входят волны с частотами $f\sim1$—30 кГц. Макс. энергия волн приходится на интервал частот $f\sim5$—10 кГц. Во мн. случаях за ВЧ-частью регистрируется «хвост» А. длительностью 10—15 мс и более, характеризующийся медленным нарастанием амплитуды сигнала. «Хвост» формируется волнами с частотами $f<1$—2 кГц. Эти особенности волновых форм А. находят своё объяснение в теории *распространения радиоволн* в волноводе Земля — ионосфера. Форма А. определяется как спектральными характеристиками источника, так и дисперсионными свойствами волновода. Исследование спектров А. служит одним из способов диагностики ниж. ионосферы.

Часть энергии эл.-магн. поля, генерируемого при молниевых разрядах, может просачиваться в ионосферу и далее в магнитосферу, распространяясь в форме волн обыкновенного типа по подковообразным траекториям, связанным с геомагн. полем H_0. Сигналы такого происхождения, прошедшие значит. пути в приземной плазме (в неск. радиусов Земли), наз. **свистящими** А. (свистами). Различают два типа распространения свистов: канализированное и неканализированное. В 1-м случае распространение из области генерации в магнитно-сопряжённую область происходит вдоль ориентированных по магн. полю Земли неоднородностей электронной концентрации (в геомагн. каналах). Во 2-м случае траектории могут отклоняться от силовых линий поля H_0. Однако и при неканализир. распространении геомагн. поле оказывает на свистовые волны существенное направляющее воздействие.

Благодаря дисперсии в магнитно-сопряжённой точке наблюдаются НЧ-сигналы с понижающейся во времени

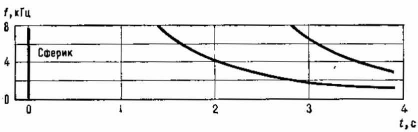


Рис. 2, *а*.

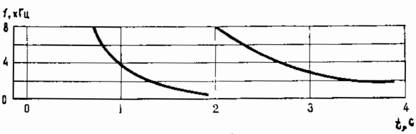


Рис. 2, *б*.

частотой f. Типичные спектрограммы свистов (зависимости f от времени прихода t) показаны на рис. 2. Изменение частоты свистящих А. во времени в диапазоне частот $f\sim1$—6 кГц хорошо описывается ф-лой $f=D^2t^{-2}$, где D — коэф., наз. дисперсией. Величины D изменяются от 10 до 100 $c^{1/2}$. Систематич. регистрация свистящих А. показывает, что, как правило, наблюдаются свисты двух типов, отличающиеся значениями D: длинные и короткие. Длинные свисты являются результатом прохождения сигнала от источника до магнитно-сопряжённой точки и обратно (рис. 2, *а*). Они регистрируются в том же полушарии, где находится источник. Короткие свисты возбуждаются в области, к-рая является магнитно-сопряжённой к зоне приёма. Дисперсия D длинных свистов вдвое больше дисперсии коротких свистов.

Иногда возможен приём свистов, к-рые испытали многократные отражения от магнитно-сопряжённых областей ионосферы. Тогда, помимо длинного (короткого) свиста, на спектрограммах имеются ветви, отвечающие эхо-сигналам. Для длинных свистов отношения дисперсий сигнала и последующих эхо образуют последовательность 1 : 2 : 3..., а для коротких (рис. 2, *б*) — последовательность 1 : 3 : 5 : 7 : ... . На частотах $f\sim$ ~7—10 кГц зависимость $\sim t^{-2}$ становится несправедливой. Часто регистрируются свистящие А., имеющие миним. время прихода на определ. частоте. Такие частоты наз. носовыми. Осн. свойства свистящих А. хорошо объясняются на основе теории распространения эл.-магн. НЧ-волн в магнитоактивной плазме. Приём свистов используется для изучения магнитосферной плазмы.

В. А. Яшнов.

Лит.: Гершман Б. Н., Угаров В. А., Распространение и генерация низкочастотных электромагнитных волн в верхней атмосфере, «УФН», 1960, т. 72, с. 235; Альперт Я. Л., Гусева Э. Г., Флигель Д. С., Распространение низкочастотных электромагнитных волн в волноводе Земля — ионосфера, М., 1967.

АТМОСФЕРНАЯ АКУСТИКА — раздел *акустики*, в к-ром изучаются процессы генерации и распространения звука в реальной атмосфере, а также акустич. методы исследования атмосферы. Можно считать, что А. а. возникла в кон. 17 в., когда проводились первые опыты по определению скорости звука в атмосфере, но подлинное развитие она получила в 20 в., после появления *электроакустики* и электроники. Для атмосферы справедливы все положения теоретич. и эксперим. акустики газовых сред; однако атмосфера представляет собой очень сложную, неоднородную, стратифицированную по плотности, скорости движения, темп-ре и составу, сильно турбулизированную среду, в к-рой возникают специфич. явления.

Скорость звука в приближении коротких волн, когда длина волны много меньше масштаба неоднородностей темп-ры T и скорости ветра U, равна: $c=20{,}1\ T^{1/2}+$ $+U\cos\varphi$, где φ — угол между направлениями распространения звука и ветра, T — т. н. виртуальная темп-ра, учитывающая влияние влажности. Изменение скорости звука в пространстве может достигать неск. процентов, что приводит к значит. эффектам *рефракции звука* и его рассеяния. К обычному для газов *поглощению звука*, когда коэф. поглощения α обратно пропорционален плотности среды ρ и прямо пропорционален квадрату частоты, добавляется поглощение, обусловленное влиянием влажности, к-рая при небольших относит. значениях может существенно увеличить коэф. α. Повышенное поглощение звука на высоких частотах приводит к тому, что на больших расстояниях в его спектре остаются гл. обр. низкие частоты (напр., звук выстрела, резкий вблизи, становится глухим вдали). Звуки очень низких частот, напр. *инфразвук* от мощных взрывов с частотой в десятые и сотые доли Гц, могут распространяться без заметного затухания на сотни и тысячи км.

При распространении звука мощных взрывов вверх от земной поверхности благодаря прибл. постоянству плотности потока энергии — *интенсивности звука* — $I=p^2/2\rho c=v^2\rho c/2$, *колебательная скорость частиц* v растёт с высотой как $\rho^{-1/2}$, а звуковое давление p уменьшается как $\rho^{1/2}$, но гораздо медленнее, чем ср. давление атмосферы P_0, что приводит к нелинейным эффектам.

Стратификация атмосферы по темп-ре, а также по скорости ветра может привести к тому, что наклонные звуковые лучи от наземного источника звука будут благодаря рефракции загибаться обратно к земной поверхности, отражаться от неё под тем же углом и т. д., т. е. образуется атм. *волновод акустический*. Это возможно благодаря часто возникающим инверсиям темп-ры в приземном слое атмосферы или на высотах до 1—2 км, а также благодаря постоянно существующим в атмосфере инверсиям на высотах ок. 40 км и выше 80 км. Ветер на определ. высотах может существенно усиливать или ослаблять волноводные эффекты. В хорошо сформированном волноводе звук ослабляется с расстоянием R не по закону сферич. волны (как R^{-1}), а по закону цилиндрич. волны (как $R^{-1/2}$). При падении темп-ры с высотой или при распространении против ветра образуется звуковая тень. Поверхность земли, как правило, далека от идеальной твердой границы и поэтому вносит добавочное затухание звука: распространяющийся вдоль земной поверхности звук от наземного источника ослабляется быстрее, чем по закону сферической волны.

Флуктуации темп-ры и скорости ветра, вызванные атм. турбулентностью, приводят к рассеянию звука и соотв. к нек-рому ослаблению распространяющейся в атмосфере звуковой волны. Это рассеяние может также привести к появлению сравнительно слабого звука в зоне тени.

В реальной атмосфере постоянно присутствуют шумы естеств. происхождения с весьма широким спектральным диапазоном: начиная с инфразвука с периодами до 200—300 с и кончая УЗ. Источниками инфразвуковых шумов могут быть разл. геофиз. и метеорологич. явления — *полярные сияния*, *магнитные бури*, ураганы, движения воздуха в мощных кучевых и грозовых облаках, извержения вулканов, землетрясения и т. п. В слышимой области частот разл. шумы, вызываемые гл. обр. ветром, создают даже в тихой сельской местности заметный звуковой фон. При обтекании ветром морского волнения возникают инфразвуковые волны с частотами 0,2—0,3 Гц, к-рые при достаточной силе шторма можно обнаруживать за тысячи км от места их возникновения и использовать для штормового оповещения. Располагая пеленгационной сетью приёмников, определяют направление прихода инфразвука. Особенный интерес представляет гром, раскаты к-рого объясняются большой длиной грозового разряда, фокусировкой и дефокусировкой звуковых волн благодаря кривизне канала молнии и рефракции волн в атмосфере.

Важная практич. задача А. а.— исследование распространения промышленных и транспортных шумов, атм. ядерных взрывов, шумов реактивных самолётов. Ударные волны сверхзвуковых самолётов могут из-за кривизны траектории полёта и рефракции звука фокусироваться вблизи земной поверхности так, что давление в волне может достичь опасных значений. Одна из самых ранних задач А. а.— звукометрия (артиллерийская разведка) — определение по разности времени прихода звука выстрела к неск. микрофонам местоположения источника звука.

В число задач А. а. входит исследование самой атмосферы акустич. методами. Долгое время наблюдение звука от мощных взрывов было единств. методом исследования верхних слоёв атмосферы. По расположению зон слышимости и *зон молчания* и по времени запаздывания прихода звукового сигнала можно определить распределение темп-ры и ветра по высоте. Более точные результаты получаются при помощи наземной сети микрофонов, регистрирующих время прихода звука от взрывов зарядов, сбрасываемых с вертикально летящей ракеты. При помощи такой же сети микрофонов по регистрации времени прихода звука грома восстанавливается расположение канала грозового разряда. При исследовании атм. турбулентности широко применяются акустич. термометры и особенно анемометры, в к-рых флуктуации темп-ры и ветра оцениваются по времени распространения УЗ с частотой порядка 10^5 Гц на небольшие (5—20 см) расстояния. В 1970-х гг. получило значит. применение для исследования пограничного слоя атмосферы акустич. зондирование, при к-ром остронаправленные мощные звуковые импульсы частотой 1—3 кГц рассеиваются на флуктуациях темп-ры и ветра и по характеристикам принятого рассеянного сигнала оцениваются осн. характеристики турбулентности, т. н. структурные постоянные флуктуаций темп-ры и ветра. Эти оценки можно производить вдоль луча с разрешением 10—15 м на расстояниях до 1 км (в сверхмощных звуковых НЧ-локаторах — содарах — до 2—3 км). При наклонном направлении луча по доплеровскому сдвигу частоты рассеянного сигнала оценивается скорость ветра. В кон. 70-х гг. начало развиваться радиоакустич. зондирование, при к-ром непрерывное радиоизлучение рассеивается на мощных звуковых направленных импульсах. Т. к. скорость звука зависит от темп-ры воздуха, то по доплеровскому смещению частоты рассеянного радиосигнала можно определить темп-ру на высотах до неск. сотен метров.

Лит.: Блохинцев Д. И., Акустика неоднородной движущейся среды, 2 изд., М., 1981; Красильников В. А., Звуковые и ультразвуковые волны в воздухе, воде и твердых телах, 3 изд., М., 1960; Татарский В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; Brown E. H., Hall F. F. Yr., Advances in atmospheric acoustics, «Revs Geophys. and Space Phys.», 1978, v. 16, p. 47. *В. М. Бовшеверов.*

АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА — раздел физики атмосферы, посвящённый изучению рассеяния, поглощения, преломления, отражения и дифракции ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения в атмосферах Земли и планет. А. о.— одна из древнейших наук, занимающая видное место в процессе познания природы; с ней связано открытие явления рассеяния излучения, доказательство молекулярного строения атмосферы и справедливости кинетич. теории газов, определение числа Авогадро и др. Исследования А. о. имеют первостепенное значение для целого ряда отраслей науки и техники, в т. ч. для метеорологии, транспорта, агротехники, светотехники, курортологии, астрофизики и т. д.

До нач. 20 в. осн. содержанием А. о. являлось чисто феноменологич. изучение связей между оптич. и метеорологич. явлениями в атмосфере, а методами наблюдений — визуальные. Осн. явлениями, изучавшимися А. о., были зори, радуги, гало, венцы, глории, миражи и цвет неба.

Заря — совокупность световых явлений в атмосфере, сопровождающих восход и заход Солнца. Явления зари определяются состоянием атмосферы, главным образом её замутнённостью; чем больше в атмосфере пыли и водяного пара, тем интенсивнее окраски зари. Радуга — разноцветная дуга на небосводе, возникающая в результате разложения солнечного света в каплях дождя на спектральные составляющие. Первая радуга с угловым радиусом 42° образуется за счёт двукратного преломления и однократного отражения солнечного луча от внутр. поверхности капли, вторая — с угловым радиусом 53° возникает за счёт двукратного преломления и двукратного отражения луча в капле воды. Гало — светлые круги около Солнца и Луны радиусом 22 и 46°, ложные Солнца и Луны, дуги, столбы, пятна, образующиеся за счёт отражения и преломления света чаще всего ледяными кристаллами перисто-слоистых облаков. Венцы — светлые радужные кольца, окружающие Солнце, Луну, яркие звёзды, фонари и др., обусловленные дифракцией света на взвешенных в воздухе каплях или кристаллах льда. Глории — цветные кольца, образующиеся вокруг тени наблюдателя (обычно в горах) или наблюдаемые с самолёта вокруг тени самолёта на фоне облаков. Преломление (рефракция) световых лучей в атмосфере приводит к кажущемуся смещению видимого положения светил, к депрессии или расширению видимого горизонта, к возникновению разл. рода миражей. Кроме того, при прохождении света через турбулентные неоднородности воздуха возникают такие атмосферно-оптич. явления, как мерцание звёзд, случайная рефракция, пятнистая структура световых пучков и др. Для уменьшения искажающего влияния атмосферы разрабатываются спец. методы и средства компенсации (т. н. адаптивная оптика).

В связи с общим науч.-техн. прогрессом содержание науки А. о. изменилось. Визуальные наблюдения вытесняются инструментальными с использованием лазеров, ракет, космич. аппаратов и др. Всё шире применяются автоматизир. системы, телеметрия, машинные методы обработки получаемой информации. Осн. содержанием А. о. становятся молекулярная и аэрозольная оптика, теория видимости, теория переноса излучения, решение прямых и обратных задач и построение атмосферно-оптич. моделей атмосферы.

Основы молекулярной оптики заложены Рэлеем (Дж. У. Стрётт, J. W. Strutt) (1871, 1899). По его теории, солнечные лучи при прохождении через атмосферу рассеиваются молекулами воздуха. Теоретич. исследования Л. И. Мандельштама (1907) показали, что свет рассеивается не молекулами воздуха, а флуктуациями плотности воздуха (случайно расположенными сгущениями и разрежениями). Теория флуктуац. рассеяния, разработанная М. Смолуховским (M. Smoluchowski, 1908) и А. Эйнштейном (A. Einstein, 1910), приводит к тем же ф-лам, к-рые ранее были получены Рэлеем. Т. к. флуктуации плотности обусловлены молекулярно-кинетич. природой строения вещества, флуктуац. рассеяние по-прежнему наз. молекулярным.

В реальной атмосфере всегда содержится значит. кол-во аэрозоля (капельки воды и водных растворов, частицы органич. и минеральной пыли, частицы сажи и др.). Теория рассеяния и поглощения света частицами аэрозоля, разработанная Г. Ми (G. Mie, 1908), описывает характеристики рассеяния и поглощения света частицами любых размеров и показателей преломления.

Как молекулярное, так и аэрозольное рассеяние приводит к ослаблению падающих лучей. Интенсивность I излучения, прошедшего через слой атмосферы толщиной l (без учёта интенсивности рассеянного излучения), равна: $I=I_{\odot}p^{m_{\odot}}$, где $I_{\odot}$ — интенсивность падающего монохроматич. излучения, $P=e^{\tau}$ — коэф. прозрачности атмосферы, $\tau=\int_0^l(\sigma_м+\sigma_а)\,dl$ — оптич. толща вертик. слоя атмосферы, $m_{\odot}$ — атм. (оптич.) масса в направлении на Солнце (при зенитных углах Солнца $z_{\odot}\leqslant 75°$, $m_{\odot}\approx\sec z_{\odot}$), $\sigma_м$ и $\sigma_а$ — объёмные коэф. молекулярного и аэрозольного рассеяния

$$\sigma_м=\frac{8\pi^3(n^2-1)^2}{3N\lambda^4}\cdot\frac{(6+3\Delta)}{(6-7\Delta)},$$

$$\sigma_а=\pi\int_{r_{min}}^{r_{max}}r^2K(\rho,\ m)\,n(r)\,dr,$$

N — число Авогадро, n — показатель преломления воздуха, Δ — фактор деполяризации, r — радиус аэрозольной частицы, $K(\rho,\ m)$ — функция Ми, $n(r)$ — плотность распределения частиц по размерам, $\rho=2\pi r/\lambda$ — относит. размер частиц, λ — длина волны монохроматич. света, m — комплексный показатель преломления аэрозольных частиц.

Кроме ослабления излучения за счёт рассеяния, обычно наблюдается ослабление в результате поглощения излучения молекулами воздуха и аэрозолем. Применительно к ослаблению солнечных лучей имеет место закон Бугера:

$$I=I_{\odot}e^{-(\tau+\tau_п)\,m_{\odot}},$$

где $\tau_н$ — оптич. толща поглощения. Величину $\tau+\tau_н=\tau_Б$ наз. бугеровской толщей атмосферы. При наблюдении в широких участках спектра закон Бугера не выполняется. С увеличением $m_{\odot}$ коэфф. прозрачности атмосферы p при оптически стабильной атмосфере не остаётся постоянным, а возрастает. Вся б. ч. проходящего излучения приходится на длинноволновые составляющие, для к-рых воздух более прозрачен. Изменение коэф. прозрачности воздуха с изменением высоты Солнца наз. эффектом Форбса. Для характеристики степени замутнённости атмосферы предложен ряд характеристик, менее зависящих от $m_{\odot}$. Наиб. распространение и использование получил фактор мутности Линке $T=\lg p/\lg p_м$, где $p_м$ — прозрачность идеально чистой (молекулярной) атмосферы. В этом случае эффект Форбса действует одноврем. как на p, так и на $p_м$, благодаря чему фактор мутности почти не зависит от $m_{\odot}$.

С горизонтальной прозрачностью атмосферы тесно связан один из осн. метеоэлементов — метеорологическая дальность видимости (МДВ), под к-рой понимается предельная дальность видимости $S_м$ чёрного экрана с угловыми размерами более 15 угловых минут на фоне горизонта в светлое время суток. Величина МДВ однозначно связана с горизонтальной прозрачностью атмосферы:

$$S_м=\lg\varepsilon/\lg\rho\approx 3{,}9/(\sigma_м+\sigma_п),$$

где ε — порог контрастной чувствительности среднего глаза. Дальность видимости реальных (несамосветящихся) объектов всегда меньше МДВ. В сумеречных и ночных условиях для характеристики горизонтальной прозрачности атмосферы используется дальность видимости точечных источников света.

Пучок рассеиваемого аэрозолем света может быть описан четырьмя характеристиками: интенсивностью, степенью поляризации, степенью эллиптич. поляризации и угловым положением плоскости макс. поляризации. Во мн. случаях световой пучок удобнее характеризовать аддитивными параметрами, впервые предложенными Дж. Г. Стоксом (G. G. Stokes). Матрица четвёртого ранга из параметров Стокса наз. матрицей рассеяния света. В случае рассеяния на шарообразных частицах при совпадении плоскостей рассеяния и наблюдения (референции) матрица аэрозольного рассеяния содержит только четыре независимые компоненты f_1, f_2, f_3, f_4. Компонента $f_1(0)$ является индикатрисой рассеяния. При чисто молекулярном рассеянии (без поглощения) индикатриса рассеяния $f_м(0)$ выражается ф-лой

$$f_м(\theta)=\frac{3}{4(1+2\gamma)}[(1+3\gamma)+(1-\gamma)\cos^2\theta],$$

где γ — фактор, учитывающий анизотропию молекул. При рассеянии на аэрозолях

$$f_а(0)=\frac{\lambda^2}{\sigma_а\pi}\int_{r_{min}}^{r_{max}}i(\theta,\ \rho,\ m)\,n(r)\,dr,$$

где 0 — угол рассеяния, $i(0,\ \rho,\ m)$ — угловая ф-ция Ми. Приведённые соотношения характеризуют акты первичного рассеяния света. В действительности, проходя через атмосферу, свет испытывает многократное рассеяние и поглощение. Отразившись от подстилающей поверхности, он вносит дополнит. вклад в рассеянное излучение атмосферы. Рассеиваемый атмосферой свет в значит. мере поляризован. В точках неба, удалённых от Солнца на 90°, степень поляризации максимальная (до 85%). Но имеются точки (Араго, Бабине, Брюстера), в к-рых поляризация света отсутствует. Это т. н. нейтральные точки. Нулевая поляризация рассеянного излучения в этих точках получается вследствие влияния многократного рассеяния света в атмосфере.

Важными являются оптич. характеристики, отнесённые ко всей атмосфере, в т. ч. индикатриса яркости неба $\mu_н(\theta)$ при $z=z_{\odot}$ и соответствующая ей оптич. толща $\tau_н$. Развиты методы решения обратных задач А. о. в части восстановления атмосферных и аэрозольных индикатрис рассеяния света по данным измерений характеристик $\mu_н(\theta)$ и $\tau_н$. Всё большее применение получают методы решения обратных задач аэрозольной оптики для восстановления микрофиз. характеристик атм. аэрозоля по данным измерений поля рассеиваемого им излучения. В общем случае для достаточно строгого решения задач распространения, рассеяния, отражения и поглощения света в атмосфере приходится обращаться к решению интегродифференциального ур-ния переноса излучения.

В случае прохождения через атмосферу высокоинтенсивного оптич. излучения (напр., лазерного) могут возникать разл. рода нелинейные атмосферно-оптич. явления (пробой, насыщение ослабления, просветление среды, тепловая самофокусировка лучей и др.). Исследования такого рода эффектов входят в задачи *нелинейной оптики*.

Актуальная задача А. о.— эксперим. исследование оптич. характеристик атмосферы на разных высотах, в разл. участках спектра и разл. гелиогеофиз. условиях. Для этого проводятся как наземные измерения, так и измерения с летат. аппаратов. Наземные измерения призваны исследовать гл. обр. оптич. характеристики приземного слоя. В то же время развит ряд методов (прожекторные, лазерные, сумеречные), позволяющий производить с земной поверхности оптич. зондирование и более высоких слоёв атмосферы. Однако в этих случаях возникают большие сложности методич. характера по освобождению получаемой информации от влияния нижних (значительно более плотных) слоёв атмосферы. От этих недостатков свободны аэростатные, ракетные и спутниковые методы исследований. Но здесь возникают свои трудности, связанные с высотной привязкой результатов наблюдений, с определением ориентации оптич. осей аппаратуры при наблюдениях, с решением обратных задач (особенно при спутниковых измерениях).

Важную роль в понимании закономерностей формирования климата, погоды и для целого ряда отраслей нар. х-ва имеют регулярные измерения потоков прямой и рассеянной солнечной радиации, осуществляемые в сети актинометрич. станций как в СССР, так и за рубежом.

Лит.: Пясковская-Фесенкова Е. В., Исследование рассеяния света в земной атмосфере, М., 1957; Хюлст Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; Розенберг Г. В., Сумерки, М., 1963; Кондратьев К. Я., Актинометрия, Л., 1965; Зуев В. Е., Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере, М., 1970; Метод Монте-Карло в атмосферной оптике, Новосиб., 1976; Мак-Картни Э., Оптика атмосферы, пер. с англ., М., 1979.

В. А. Смеркалов.

АТМОСФЕ́РНОЕ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСТВО — 1) совокупность электрич. явлений и процессов в атмосфере. 2) Раздел геофизики, изучающий электрич. явления и процессы в атмосфере, её электрические свойства и характеристики.

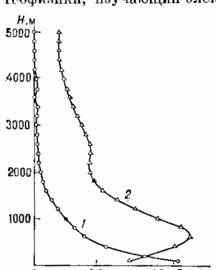


Рис. 1. Ход напряжённости электрического поля E с высотой H в зонах «хорошей» погоды: *1* — в чистой атмосфере (океан, арктические районы и т. д.); *2* — над континентами.

Электрическое поле атмосферы. В тропосфере все облака и осадки, туманы, пыль обычно электрически заряжены; даже в чистой атмосфере постоянно существует электрич. поле. А. э. данного района зависит от глобальных и локальных факторов. Районы, где действие первых преобладает, рассматриваются как зоны «хорошей», или ненарушенной, погоды. В этих зонах отсутствуют значит. скопления аэрозолей и источники сильной ионизации. При преобладании локальных факторов говорят о зонах нарушенной погоды (районах гроз, пыльных бурь, осадков и др.).

Исследования в зонах «хорошей» погоды показали, что у поверхности Земли существует стационарное электрич. поле напряжённостью E, в ср. равной ок. 130 В/м. Земля при этом имеет отрицат. заряд ок. $-3\cdot10^5$ Кл, а атмосфера в целом заряжена положительно. E имеет наиб. значения в средних широтах, а к полюсам и экватору убывает. С высотой E уменьшается и на высоте 10 км не превышает неск. В/м. Только вблизи поверхности Земли в слое перемешивания толщиной 300—3000 м, где скапливаются аэрозоли, E может с высотой возрастать. Выше слоя перемешивания E убывает с высотой по экспоненц. закону (рис. 1). Разность потенциалов между Землёй и ионосферой составляет 200—250 кВ. E меняется также во времени: наряду с локальными суточными и годовыми вариациями E отмечаются синхронные для всех пунктов суточные (рис. 2, кривые *1* и *2*) и годовые вариации E — т. н.

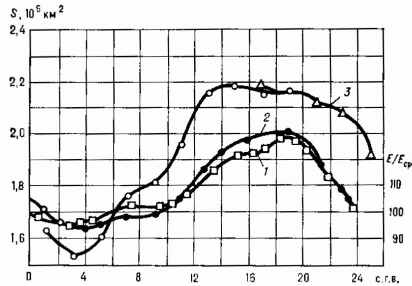


Рис. 2. Суточный ход унитарной вариации напряжённости по среднему Гринвическому времени (с. г. в.) электрического поля над океанами (*1*), в полярных областях (*2*) и суточный ход площади, занятой грозами (*3*).

унитарные вариации, к-рые связаны с изменением электрич. заряда Земли в целом, тогда как локальные — с изменениями величины и распределения по высоте объёмных электрич. зарядов в атмосфере в данном районе.

Электропроводность атмосферы. Электрич. состояние атмосферы в значит. степени определяется её электропроводностью λ, к-рая очень мала [у поверхности Земли в ср. $\lambda=(2-3)\cdot10^{-14}$ 1/Ом·м]. В слое перемешивания λ незначительно увеличивается с высотой, а выше растёт примерно по экспоненциальному закону, достигая на высоте 10 км значения $\lambda\approx30\cdot10^{-14}$ 1/Ом·м. λ создаётся ионами и равна $\Sigma_i en_iu_i$, где e — элементарный заряд, n_i — концентрация ионов с подвижностью u_i. Осн. вклад в λ вносят лёгкие ионы с $u>10^{-5}$ м²/с·В [у поверхности Земли $u=(1-2)\times\times10^{-4}$ м²/с·В]. Средние ионы с $u\approx10^{-5}-10^{-7}$ м²/с·В и тяжёлые с $u<10^{-7}$ м²/с·В, образующиеся обычно при захвате лёгких ионов тяжёлыми частицами, на величину λ заметно не влияют. Концентрация лёгких ионов возрастает с увеличением интенсивности ионизации q и уменьшается с увеличением концентрации частиц в атмосфере N. Измерения λ или (и) концентрации ионов позволяют определить ничтожные кол-ва аэрозольных примесей в атмосфере.

Осн. ионизаторами атмосферы являются: 1) космич. лучи, действующие во всей толще атмосферы; 2) излучение радиоакт. веществ, находящихся в земле и воздухе; ионизирующее действие первой компоненты круто падает с высотой, вторая действует до высоты в неск. км; 3) УФ- и корпускулярное излучение Солнца, ионизирующее действие к-рого проявляется на высотах более 50—60 км. У поверхности земли, не покрытой снегом, в ср. $q\approx20$ ион/см³, на высоте 10 км $q\approx10$ ион/см³ с; с высоты в неск. десятков км q растёт. С др. стороны, N убывает с высотой, причём в слое перемешивания скорость убывания мала. Комбинация обоих факторов в сочетании с увеличением подвижности ионов при уменьшении плотности воздуха создаёт наблюдаемые характеристики λ и вертик. ход E.

Электрич. ток в атмосфере. Под влиянием E в атмосфере к Земле течёт вертик. ток проводимости плотностью $i_п=E\lambda$ со ср. плотностью ок. $(2-3)\cdot10^{-12}$ А/м². На всю поверхность Земли течёт ток ок. 1800 А. $i_п$ относительно постоянна по высоте, наиб. отклонения от постоянства $i_п$ испытывает в слое перемешивания. В атмосфере текут также токи конвективного переноса объёмных зарядов и токи диффузии. В слое перемешивания плотность этих токов сравнима с $i_п$. Т. к. в стационарных условиях суммарная плотность тока не должна меняться с высотой, то в слое перемешивания сумма плотностей всех трёх токов равна плотности тока проводимости на больших высотах. Время, в течение к-рого заряд Земли в отсутствие перезарядки за счёт токов проводимости атмосферы уменьшился бы до $1/e\approx0{,}37$ от своего первоначального значения, $\approx$ 500 с. Однако заряд Земли в ср. не меняется за счёт существования атмосферно-электрич. «генераторов», заряжающих Землю.

Вблизи поверхности земли, где поток положит. ионов, текущих под действием E, не компенсируется встречным потоком отрицат. ионов, накапливается объёмный положит. электрич. заряд; этот — электродный — эффект существенно влияет на характеристики А. э. в приземном слое (рис. 1, кривая *2*). Над морем, где запылённость уменьшена, а земные источники ионизации отсутствуют, глобальные факторы нередко преобладают над локальными (рис. 2, кривая *1*). Аналогично при появлении снежного покрова становится заметнее влияние глобальных факторов (рис. 2, кривая *2*). Антропогенная деятельность приводит к заметным изменениям локальных атмосферно-электрич. характеристик, сказываясь на их вековом ходе. С одной стороны, увеличение запылённости атмосферы привело к уменьшению λ и соответствующему возрастанию E в слое перемешивания. Даже в центре Атлантики проводимость за 60 лет (1910—70) уменьшилась в 2 раза. С др. стороны, испытания атомных бомб, увеличив

Рис. 3. Вековой ход E (*1*) и λ (*2*) в Ташкенте. На фоне роста E, связанного с индустриальными загрязнениями, выделяется её уменьшение в период испытаний ядерного оружия (1945, 1958—1959 и 1963).

ионизацию атмосферы, привели к увеличению λ и уменьшению E (рис. 3). В дальнейшем можно ожидать ещё большего влияния антропогенной деятельности на атмосферно-электрич. характеристики, даже в глобальных масштабах.

«Генераторы» атмосферного электричества. В зонах нарушенной погоды пылевые бури и извержения вулканов, метели и разбрызгивание воды прибоем и водопадами, облака и осадки, пар и дым промышленных источников и т. д. являются «генераторами» А. э. Электризация при почти всех перечисленных явлениях может проявляться весьма бурно: извержение вулканов, песчаные бури, торнадо приводят к возникновению грозовых явлений, даже метели создают иногда молнии; и всё же наибольший вклад в электризацию атмосферы вносят облака и осадки. По мере укрупнения частиц облаков, увеличения их толщины, усиления осадков из них растёт их электризация. В слоистых и слоисто-кучевых облаках плотность объёмных зарядов $\rho=10^{-10}$ Кл/км³ (что примерно в 10 раз превышает их плотность в чистой атмосфере), $E=100-300$ В/м, на отдельных облачных капельках находится заряд $Q=10-100$ e. Наиб. часто эти облака заряжены в верхней части положительно, в нижней — отрицательно. В слоисто-дождевых облаках все эти величины больше в неск. раз. Заряды капель осадков доходят до $Q=10^5-10^6$ e. Плотность токов этих осадков на Землю $i_{ос}=5\cdot10^{-12}-10^{-11}$ А/м² в наших широтах и возрастает к экватору. В кучево-дождевых облаках с ливнем и грозой соотв. средние значения $\bar\rho=(0{,}3-10)\cdot10^{-9}$ Кл/м³ и $(3-30)\cdot10^{-9}$ Кл/м³, а $E=(1-5)\cdot10^4$ В/м и $E=(5-20)\cdot10^4$ В/м, $Q=100-500$ e, $Q=10^6-10^7 e$. В зонах экстремумов напряжённость поля и плотность объёмных зарядов могут на порядок величины и более превосходить ср. значения. По-видимому, в этих зонах и зарождаются молнии. Из ливневых облаков $i_{ос}=10^{-10}-10^{-8}$ А/м², из грозовых $i_{ос}=10^{-9}-10^{-8}$ А/м². Полный ток, текущий на землю от одного грозового облака, равен в наших широтах ок. $I_г=0{,}01-0{,}1$ А, а ближе к экватору $I_г=0{,}5-1$ А. Токи, текущие в этих облаках, в 10—100 раз больше токов, притекающих к земле.

Электропроводность во всех видах облаков, кроме грозовых, мала, она в неск. раз (2—10) меньше проводимости чистой атмосферы на той же высоте. Турбулентное перемешивание в облаках слоистых форм невелико, поэтому даже слабые процессы электризации, действующие в этих облаках, могут создать заметные электрич. эффекты. Эфф. проводимость, создаваемая электрич. проводимостью и турбулентностью в грозовых облаках, в 10—100 раз выше, чем в окружающей атмосфере, поэтому гроза в электрич. отношении подобна короткозамкнутому генератору. Электрич. поле Земли и ток Земля — атмосфера в зонах хорошей погоды поддерживаются процессами в зонах нарушенной погоды. Долгое время считалось, что ок. 1800 гроз, в ср. сосуществующих одноврем. на Земле, дают ток $I_г$ $N\approx2000$ А (где N — число гроз), компенсирующий ток потери $I_п$ отрицат. заряда Земли за счёт токов $i_п$ в зонах «хорошей» погоды, и что колебания грозовой активности во времени обусловливают наблюдаемые унитарные вариации. В действительности существует близкое подобие суточного хода площади, занятой грозами (рис. 2, кривая *3*), и унитарной вариации (рис. 2, кривые *1* и *2*). Однако выяснилось, что ток гроз заметно меньше указанного и что унитарные вариации связаны также с облаками слоистых форм и с процессами конвекции в атмосфере по всей поверхности Земли.

Молнии. Линейные молнии, генерируемые облаками, являются разновидностью искрового разряда, возникающего в отсутствие электродов в массе заряженных и хорошо изолированных друг от друга частиц (ср. расстояние между частицами облаков на два порядка величины превосходит их размеры). Выделяют два класса линейных молний: ударяющих в землю — «наземные» и внутриоблачных. При ср. длине молниевых разрядов в неск. км отмечаются внутриоблачные молнии, доходящие до 50 км и даже 150 км. Токи наземных молний при ср. значениях пиковых величин $\approx$20 кА иногда достигают ~500 кА. Во внутриоблачных разрядах эти токи меньше примерно на порядок величины. Разряды молний сопровождаются эл.-магн. излучением (*атмосфериками*) в широком спектре частот. Помимо линейных наблюдаются чёточная молния (как бы цепь светящихся пятен — чёток, отделённых тёмными промежутками) и шаровые молнии. Последние представляют собой светящиеся образования, нередко шаровой формы, со ср. диам. 10—20 см, с уд. плотностью, близкой к плотности воздуха, продолжительностью жизни от неск. секунд до десятков секунд и уд. энергией, доходящей до 10^6—10^7 Дж/г. Шаровые молнии даже вне грозовых облаков встречаются в облаках в 100 раз чаще, чем вблизи земли. Отмечались шаровые молнии, возникавшие в экранированных объёмах. Удовлетворительной теории происхождения шаровой молнии пока нет.

Воздействуя на облака, можно заметно менять их электрич. состояние (рис. 4), меняя условия электризации частиц в них. Быстро вводя в облака с сильными электрич. полями проводники (так чтобы не возникали экранирующие объёмные заряды), особенно заряженные, можно вызвать искусств. молнию. В ряде случаев электрически заряженные самолёты вызывали такие разряды.

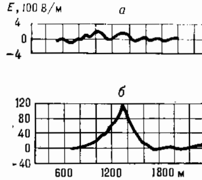


Рис. 4. Напряжённость электрического поля E над мощным кучевым облаком до (*а*) и через 5 мин после (*б*) воздействия сухой углекислотой.

Огни Эльма. Когда у поверхности Земли E превышает 500—1000 В/м, начинается электрич. разряд с острых, вытянутых предметов (травы, деревьев, линий электропередач, мачт, труб и т. д.), сопровождаемый характерным шумом; при дальнейшем усилении поля разряд становится видимым, иногда довольно ярким, с переходом в коронную форму. Огни электрич. короны в атмосфере часто наз. огнями св. Эльма, они особенно сильны в горах и на море. На очень высоких сооружениях (телевиз. мачты и т. п.) ток короны может превышать 10 мА. При полёте самолёта в облаках нередко происходит его заряжение благодаря контактным процессам и появление на заострённых концах токов короны, к-рые могут превышать 10 мА при потенциалах $>10^6$ В, создавая существ. помехи радиоприёму.

Исследования А. э. позволяют выяснить природу электрич. процессов в атмосфере, в частности причины глобальных вариаций электрич. полей в ней, предсказать последствия антропогенной деятельности на электрич. состояние атмосферы. Данные об унитарных вариациях электрич. поля могут стать основой для решения многих проблем существования и механизмов солнечно-тропосферных связей. Сведения об электричестве атмосферы позволяют оценить биол. влияние его факторов, снизить вредное, а иногда и опасное воздействие на линии электропередач, связи, открытые разработки, авиацию, высотные сооружения и т. д.

Лит.: Имянитов И. М., Чубарина Е. В., Электричество свободной атмосферы, Л., 1965; Имянитов И. М., Чубарина Е. В., Шварц Я. М., Электричество облаков, Л., 1971; Юман М., Молния, пер. с англ., М., 1972; Чалмерс Дж.-А., Атмосферное электричество, пер. с англ., Л., 1974; Мучник В. М., Физика грозы, Л., 1974; Мучник В. М., Фишман Б. Е., Электризация грубодисперсных аэрозолей в атмосфере, Л., 1982; Israël H., Atmospheric electricity, 2 ed., v. 1—2, Jerusalem, 1970—73; Lightning, ed. by R. H. Golde, v. 1—2, L.— N.Y., 1977.

И. М. Имянитов.

АТМОСФЕ́РНЫЙ ВОЛНОВО́Д — слой атмосферы вблизи поверхности Земли, обладающий способностью канализировать эл.-магн. волны вследствие рефракции. Благодаря этому возможно распространение радиоволн на значит. расстояния путём их последоват. отражения от границ волновода. А. в. появляется в результате образования т. н. инверсионного слоя с аномальным распределением темп-ры, влажности, а следовательно, и показателя преломления по вертикали. Как правило, А. в. возникают в хорошую, ясную погоду, когда существуют устойчивые инверсионные слои. *Загоризонтное распространение радиоволн* в А. в. наблюдается во мн. районах земного шара, причем наиб. часто А. в. возникают вблизи морской поверхности в условиях натекания на неё сухого воздуха. Напр., оптич. мираж есть проявление волноводного механизма распространения света в атмосфере Земли. Как и в обычном *волноводе*, в А. в. распространяются волны, длина волны к-рых меньше критич. значения $\lambda_{кр}$. Величина $\lambda_{кр}$ связана с толщиной А. в. $h_в$ приближённым соотношением $\lambda_{кр} \sim 0{,}085\, h_в^{3/2}$, $\lambda_{кр}$ в см, $h_в$ в м. А. в. образуются преим. на сантиметровых, реже на дециметровых и более длинных волнах. Это связано с тем обстоятельством, что инверсия темп-ры, в результате к-рой возникает А. в., на больших интервалах высот менее вероятна, чем на малых. Существуют приземные и приподнятые А. в. Тип А. в. определяется модифициров. показателем преломления $n_{мод} \approx n(z) + zR_0^{-1}$ (n — показатель преломления, R_0 — радиус Земли, z — высота) и связанной с ним функцией $M = (n_{мод} - 1) \cdot 10^6$, наз. M-профилем. Приземный А. в. простирается от поверхности Земли до нек-рой высоты z_m, где ф-ция M принимает наименьшее значение. Приподнятый А. в. проходит над поверхностью Земли и сосредоточен в окрестности максимума M-профиля.

Лит.: Арсенберг А. Г., Распространение дециметровых и сантиметровых волн, М., 1957; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973. *В. П. Урядов.*

АТМОСФЕ́РЫ ЗВЁЗД — см. *Звёздные атмосферы.*

А́ТОМ — наименьшая часть хим. элемента, способная к самостоят. существованию и являющаяся носителем его свойств. Каждому элементу соответствует определ. род А., обозначаемый хим. символом этого элемента. А. могут существовать в свободном состоянии в газах. В связанном состоянии А. входят в состав молекул, соединяясь химически с атомами того же элемента или др. элементов, и конденсир. тел (см. *Жидкость, Твёрдое тело*). В статье будут рассматриваться свободные А. Физ. и хим. свойства свободного А. определяются его составом и строением.

Общая характеристика строения атома. А. состоит из электрически положительно заряженного ядра и отрицательно заряженных электронов. Принадлежность А. данному элементу определяется величиной заряда ядра $+Ze$ (e — величина элементарного электрич. заряда, Z — ат. номер).

Число электронов в нейтральном А. равно Z, их общий отрицат. заряд равен $-Ze$. Теряя электроны, нейтральный А. превращается в ионизир. А.— положительно заряженный ион, а после присоединения одного или неск. электронов — в отрицат. ион. Число электронов, к-рое А. потерял (присоединил), определяет кратность иона. Нейтральный А. обозначают символом элемента, для ионов к символу А. добавляют индексы справа сверху, напр. N^+, N^{2+} (или N^{++}), O^{2-} — однократно и двукратно ионизированные А. азота (положит. ионы), двукратный отрицат. ион кислорода.

Нейтральный А. элемента и ионы А. др. элементов с тем же числом электронов образуют изоэлектронный ряд (напр., *Водородоподобные атомы*). Членам изоэлектронного ряда присуще значит. сходство в строении А., многие их свойства закономерно изменяются с изменением Z.

Размеры А. определяются размерами его электронной оболочки, не имеющей строго определ. границ, поэтому значения радиуса и объёма А. зависят от способа их эксперим. определения. Размеры А. могут быть получены из определения постоянной b в *Ван-дер-Ваальса уравнении*, средней *длины свободного пробега* в газе, из расстояния между А. в кристаллич. решётке и др. способами. Линейные размеры А. $\sim 10^{-8}$ см, площадь поперечных сечений $\sim 10^{-16}$ см^2, объём $\sim 10^{-24}$ см^3.

В теории атома Бора (см. *Атомная физика*) радиус простейшего А.— А. водорода — имеет точно определ. значение и равняется радиусу наименьшей возможной круговой орбиты: $a \approx 0{,}53 \cdot 10^{-8}$ см (точнее, $0{,}52917 \times \times 10^{-8}$ см). Эта величина оказывается удобной естеств. единицей для измерения линейных размеров (см. *Естественные системы единиц*).

Линейные размеры атомных ядер много меньше линейных размеров А. ($\sim 10^{-13} - 10^{-12}$ см), поэтому ядро часто рассматривают как точечный заряд и лишь для тонких эффектов взаимодействия ядра с электронными оболочками учитывают его конечные размеры.

Масса А. определяется в осн. массой его ядра и возрастает пропорционально массовому числу A, т. е. общему числу протонов и нейтронов — числу нуклонов в ядре (ядро содержит Z протонов и $A - Z$ нейтронов). Масса электрона ($0{,}91 \cdot 10^{-27}$ г) примерно в 1840 раз меньше массы протона или нейтрона ($1{,}67 \cdot 10^{-24}$ г), поэтому центр тяжести А. практически совпадает с ядром и можно приближённо считать, что в системе координат, связанной с А., движутся только электроны, а ядро покоится. Учёт движения ядра относительно общего центра тяжести ядра и электронов приводит в теории А. лишь к малым поправкам (см. *Изотопический сдвиг*).

Обычно массу А. M выражают в атомных единицах массы (относит. масса А., см. *Атомная масса*). Наиб. точные значения M получаются методами *масс-спектроскопии*.

Масса А. не равна в точности сумме масс ядра и электронов, а меньше её на величину *дефекта масс*, дефект масс для лёгких А. значительно меньше массы электрона, растёт с увеличением Z, но не превышает массы электрона даже для самых тяжёлых А.

А. характеризуется полной энергией, выделяющейся при его образовании из ядра и электронов,— т. е. энергией связи, равной сумме энергий, необходимых для последоват. отрыва от ядра всех Z электронов. Полная энергия быстро возрастает с увеличением Z. Для тяжёлых А. она составляет неск. сотен кэВ (напр., для А. урана она ≈ 400 кэВ).

Внутренняя энергия А.— его осн. характеристика. А. является квантовой системой, его внутр. энергия квантуется — принимает дискретный (прерывный) ряд значений, соответствующих устойчивым, стационарным состояниям А., промежуточные значения эта энергия принимать не может. На схемах *уровней энергии* возможные значения энергии А. изображаются горизонтальными линиями, расстояния между к-рыми пропорциональны соответствующим разностям энергий. В простейшем случае А. водорода расстояния между уровнями энергии (рис. 1) закономерно уменьшаются и, бесконечно сгущаясь, уровни сходятся к границе ионизации $\mathscr{E}_\infty$, соответствующей отрыву электрона. Выше границы ионизации лежит непрерывный энергетич. спектр. Разность энергий $\mathscr{E}_\infty - \mathscr{E}_1$ есть энергия ионизации А. Схема уровней энергии водородоподобных ионов He^+, Li^{2+},... отличается от приведённой на рис. только увеличением масштаба в Z^2 раз. Для А., содержащих 2 электрона и более, схемы уровней энергии усложняются.

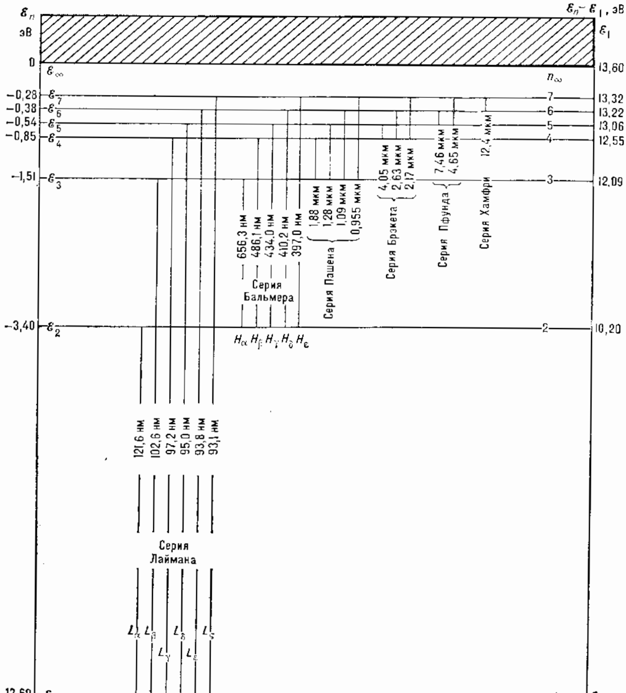


Рис. 1. Уровни энергии $\mathscr{E}_1, \mathscr{E}_2, \ldots, \mathscr{E}_\infty$ А. водорода и квантовые переходы. Цифрами указаны длины волн спектральных линий, группирующихся в спектральные серии. Для серий Лаймана и Бальмера даны обозначения отдельных линий.

Самый нижний (основной) уровень энергии А. соответствует состоянию А. с наименьшей энергией — его основному, или нормальному, состоянию; осн. состояние А. наиб. устойчиво, в нём свободный, не подверженный внеш. воздействиям А. может находиться неограниченно долго. Все остальные — возбуждённые — состояния А. обладают большей энергией. В возбуждённое состояние А. может перейти из основного путём излучательного *квантового перехода*, поглотив квант эл.-магн. энергии, или получив энергию от др. частицы при столкновении с ней (безызлучательный квантовый переход). Возбуждённые состояния имеют конечное *время жизни* (для свободного А. оно $\sim 10^{-8}$ с), т. к. А. стремится перейти в состояние с меньшей энергией; при этом А. испускает фотон, энергия к-рого равна $h\nu=\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k$, где $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_k$ — энергии верхнего и нижнего уровней А. соответственно, ν — частота испускаемого эл.-магн. излучения. При обратном переходе с нижнего уровня на верхний А. должна быть сообщена энергия $\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k$. Каждому излучательному квантовому переходу А. соответствует спектральная линия частоты ν (или длины волны $\lambda=c/\nu$), совокупность спектральных линий А. образует его спектр (см. *Атомные спектры*). Интенсивность спектральных линий зависит от вероятностей соответствующих квантовых переходов, к-рые в свою очередь определяются т. н. *Эйнштейна коэффициентами*. (На рис. 1 показаны спектральные серии, в к-рые группируются спектральные линии А. водорода, для последних указаны длины волн λ.)

Значения дозволенных энергий А. можно определить, либо изучая возбуждение его электронным ударом — по значениям энергии возбуждающих электронов (потенциалов возбуждения), либо путём расшифровки атомных спектров; последний метод является основным для определения уровней энергии А., поскольку частоты ν испускаемых и поглощаемых фотонов определяются с гораздо большей точностью, чем потенциалы возбуждения.

Квантование энергии А. является следствием волновых свойств электрона, к-рыми он (как и др. микрочастицы) обладает наряду с корпускулярными свойствами (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*). Движению электрона в А. соответствует стоячая волна с длиной $\lambda \sim 10^{-8}$ см, т. е. порядка линейных размеров А. Поскольку для стоячей волны в ограниченном объёме возможны лишь определ. значения λ, то и энергия А. также может принимать лишь дискретный ряд значений. Свободный электрон, оторванный от А., имеет непрерывный энергетич. спектр.

Теория атома водорода и водородоподобных ионов. Последовательная теория А. основана на законах квантовой механики. Квантовомеханич. теория объясняет устойчивость А., необъяснимую в рамках классич. физики, а также позволяет достаточно точно рассчитать для простейших А. уровни энергии, вероятности переходов и т. д., с помощью разл. приближённых методов можно рассчитывать характеристики сложных А. На основе квантовых представлений с единой точки зрения можно объяснить оптич., магн., электрич. и хим. (см. *Квантовая химия*) свойства А., а также *периодическую систему элементов* Менделеева.

Теорию одноэлектронного А.— А., состоящего из ядра с зарядом $+Ze$ и одного электрона с зарядом $-e$, обычно наз. теорией А. водорода. Движение электрона относительно ядра представляет собой движение частицы с тремя степенями свободы в кулоновском поле ядра (центр. поле). Потенциальная энергия электрона в таком поле $U(r)=-Ze^2/r$, зависит только от расстояния r электрона от ядра и не зависит от направления радиуса-вектора. Т. о., имеет место сферическая симметрия. Возможные значения энергии одноэлектронного А. (и соответствующие волновые ф-ции, характеризующие состояние электрона в нём) получаются при решении *Шрёдингера уравнения*, в гамильтониан к-рого подставляется выражение для $U(r)$. Когда энергия электрона отрицательна (для связанного электрона), возможные её значения задаются ф-лой:

$$\mathcal{E}_n=-\frac{hcRZ^2}{n^2}=-\frac{13{,}60Z^2}{n^2},$$

где $n=1, 2, 3 \ldots$ — главное *квантовое число*, определяющее энергию различных состояний А., а постоянная hcR (R — *Ридберга постоянная*) представляет собой энергию ионизации А. водорода, равную энергии его основного состояния ($Z=1$, $n=1$), взятой с обратным знаком.

Состояние А., кроме гл. квантового числа n, определяется также азимутальным (наз. также орбитальным) квантовым числом l и магн. квантовым числом m_l. Квантовое число $l=0, 1, 2, \ldots, n-1$ определяет величину орбитального момента А., т. е. момента импульса электрона M_l относительно ядра: $M_l^2=(h^2/4\pi^2)\,l\,(l+1)$. При заданном n число l принимает n разл. значений. Квантовое число m_l определяет величину проекции орбитального момента M_{lz} на произвольно выбранное направление z: $M_{lz}=(h/2\pi)\,m_l$; при заданном l число m_l принимает $2l+1$ значений: $m_l=l, l-1, \ldots, -l$. Квантовые числа n, l и m_l полностью характеризуют состояние электрона в А. Состояния с $l=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \ldots$ принято обозначать буквами $s, p, d, f, g, h, i, \ldots$ соответственно.

Точное положение электрона в А. в определ. момент времени установить нельзя вследствие *неопределённостей соотношения*. Состояние электрона в А. определяется волновой ф-цией ψ, к-рая при заданных значениях n, l и m_l определ. образом зависит от координат; $|\psi|^2$ даёт плотность вероятности нахождения электрона в данной точке пространства. Т. о., состояние электрона в А. можно характеризовать распределением в пространстве его электрич. заряда с некоторой плотностью — распределением *электронной плотности* $e|\psi|^2$ (рис. 2). При этом электроны как бы размазаны в пространстве и образуют электронное облако, размеры к-рого растут $\sim n^2$. Для s-состояний ($l=0$) волновая ф-ция и распределение электронной плотности обладают сферич. симметрией и обращаются в нуль на $(n-1)$-й сфере, то есть имеют $n-1$ узловую сферическую поверхность; при этом в центре (соответствующем началу координат) ψ и $|\psi|^2$ отличны от нуля, что является характерной особенностью s-состояний; в точке, где находится ядро, вероятность нахождения электрона не равна нулю. Для p-состояний ($l=1$) и d-состояний ($l=2$) значения волновой ф-ции и распределение электронной плотности в разных направлениях различны и зависят от абс. значения m_l; при этом ψ и $|\psi|^2$ обращаются в нуль на нек-рых узловых поверхностях и всегда равны нулю в начале координат.

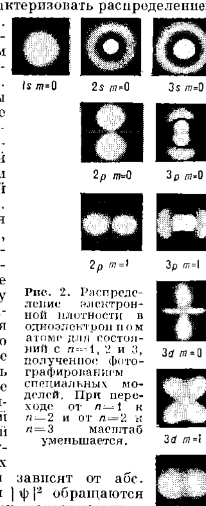


Рис. 2. Распределение электронной плотности в одноэлектронном атоме для состояний с $n=1$, 2 и 3, полученное фотографированием специальных моделей. При переходе от $n=1$ к $n=2$ и от $n=2$ к $n=3$ масштаб уменьшается.

В явном виде волновые ф-ции получаются при решении ур-ния Шрёдингера:

$$\psi_{nlm_l}(r)=R_{nl}(r)\,|Y_{lm_l}(\vartheta,\varphi)|^2,$$

где $R_{nl}(r)$ — радиальная часть волновой ф-ции, а $Y_{lm_l}(\vartheta,\varphi)$ — угловая часть, являющаяся *сферической функцией*. Электронная плотность

$$|\psi_{nlm_l}(r)|^2=R_{nl}^2(r)\,|Y_{lm_l}(\vartheta,\varphi)|^2.$$

Вероятность найти электрон в элементе объёма

$$dr=dx\,dy\,dz=r^2\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi$$

равна

$$|\psi_{nlm_l}(r)|^2\,dr=R_{nl}^2(r)\,r^2\,|Y_{lm_l}(\vartheta,\varphi)|^2\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi.$$

Множитель $R_{nl}(r)\,r^2$ определяет радиальное распределение электронной плотности — вероятность найти электрон на определ. расстоянии от ядра, рассчитанную на единицу длины; множитель $|Y_{lm_l}(\vartheta,\varphi)|^2$ определяет угловое распределение электронной плотности — зависимость $R^2_{nl}(r)\,r^2$ от r и $|Y_{lm_l}(\vartheta,\varphi)|^2$ от ϑ (от φ квадрат модуля сферич. ф-ции не зависит, что приводит для состояния с заданным значением m_l к распределению электронной плотности, обладающему аксиальной симметрией относительно выделенной оси).

Важным свойством состояний водородоподобного А. является независимость его энергии от l и m_l. А. с определ. значением энергии может находиться в неск. состояниях с разл. значениями l и m_l, т. е. имеет место **вырождение состояний** (вырождение уровней энергии) А., причём число состояний с одинаковой энергией наз. **степенью** или **кратностью вырождения**. Независимость энергии А. от m_l (вырождение по m_l) связана со сферич. симметрией А. — энергия А. не зависит от значения проекции орбитального момента на произвольное направление, а независимость энергии от l (вырождение по l) связана с тем, что электрон в атоме движется в кулоновском поле ядра.

Для объяснения нек-рых явлений (напр., *тонкой структуры* в атомных спектрах) теоретически был введён собств. момент импульса электрона — его *спин* (см. *Дирака уравнение*), существование к-рого подтвердилось экспериментально *Штерна — Герлаха опытом*. Со спином электрона связан спиновый магн. момент электрона. Проекция спинового момента M_{sz} электрона в А. на произвольную ось z определяется магн. спиновым (наз. также просто спиновым) квантовым числом $m_s=\pm{}^1/_2$: $M_{sz}=(h/2\pi)\,m_s$. Т. о., при заданных l и m_l возможны два разл. состояния А., отличающихся значениями m_s. Полная кратность вырождения по l, m_l и m_s равна $2n^2$.

Для уровней энергии с $n\geqslant 2$ вырождение снимается вследствие влияния спина на орбитальное движение электрона в А. — *спин-орбитального взаимодействия* — магн. взаимодействия магн. спинового момента электрона с его орбитальным магн. моментом, возникающим в результате орбитального движения электрона. Снятие вырождения приводит к расщеплению уровней энергии — появлению их тонкой структуры. Состояния А. характеризуются в этом случае полным моментом импульса $\boldsymbol{M}_j=\boldsymbol{M}_l+\boldsymbol{M}_s$. Величина M_j определяется квантовым числом полного момента $j=l\pm{}^1/_2$ (иногда для него употребляют старый термин — внутр. квантовое число). В результате получается $2n-1$ состояний, отличающихся значениями l и j. При $n=1$, 2, 3 получаются состояния:

$n=1$	$l=0$	$s=\frac{1}{2}$	$j=\frac{1}{2}$ $1^2S_{1/2}$
$n=2$	$l=0$	$s=\frac{1}{2}$	$j=\frac{1}{2}$ $2^2S_{1/2}$
	$l=1$	$s=\frac{1}{2}$	$j=\frac{1}{2}$ $2^2P^0_{1/2}$
			$j=\frac{3}{2}$ $2^2P^0_{3/2}$
$n=3$	$l=0$	$s=\frac{1}{2}$	$j=\frac{1}{2}$ $3^2S_{1/2}$
	$l=1$	$s=\frac{1}{2}$	$j=\frac{1}{2}$ $3^2P^0_{1/2}$
			$j=\frac{3}{2}$ $3^2P^0_{3/2}$
	$l=2$	$s=\frac{1}{2}$	$j=\frac{3}{2}$ $3^2D_{3/2}$
			$j=\frac{5}{2}$ $3^2D_{5/2}$

(обозначения в последнем столбце см. в ст. *Атомные спектры*).

Решение ур-ний квантовой механики с учётом спина электрона (релятивистская квантовая механика) приводит к изменению выражения для энергии — к ней добавляется величина

$$\Delta\mathscr{E}_{nj}=-\frac{hcR\alpha^2Z^4}{n^3}\left(\frac{1}{j+\frac{1}{2}}-\frac{3}{4n}\right),$$

где $\alpha\approx\frac{1}{137}$ — *тонкой структуры постоянная*. Зависимость $\Delta\mathscr{E}_{nj}$ от j приводит к расщеплению уровня энергии с заданным n на n подуровней. От l поправка $\Delta\mathscr{E}_{nj}$ не зависит, т. е. энергии состояний с одинаковыми j, но разными l должны быть равны. Величина расщепления уровней равна:

$$\delta_{j+1,j}=\Delta\mathscr{E}_{n,\,j+1}-\Delta\mathscr{E}_{nj}=\frac{hcR\alpha^2Z^4}{n^3}\cdot\frac{1}{\left(j+\frac{1}{2}\right)\left(j+\frac{3}{2}\right)}.$$

Множитель $\alpha^2\approx 1/18800$, поэтому расщепление мало; так, для А. водорода при $n=2$ величина $\delta_{j+1,j}$ получается равной $4{,}5\cdot 10^{-5}$ эВ. С увеличением Z абс. величина расщепления очень быстро растёт (как Z^4, относит. величина расщепления $\delta_{j+1,j}/|\mathscr{E}_{nj}|\sim Z^2$).

Исследования тонкой структуры спектральных линий и особенно непосредств. измерение расщепления уровней энергии А. водорода и гелия методами *радиоспектроскопии* с большой точностью подтвердили теоретически полученное выражение для $\delta_{j+1,j}$. Опыт показал, что кроме расщепления наблюдается сдвиг уровней энергии — квантовый эффект, связанный с *реакцией излучения*. Наиб. точное определение сдвига уровней А. водорода, полученное методами радиоспектроскопии, показало, что расхождение опыта с теорией меньше 0,1%.

Наряду с тонкой наблюдается сверхтонкая структура уровней энергии, обусловленная взаимодействием магн. моментов электрона с магн. моментом ядра (см. *Ядро атомное*), а также изотопич. смещение, связанное с различием масс ядер изотопов одного элемента. Нек-рое искажение сверхтонкой структуры возникает вследствие влияния квадрупольного электрич. момента ядра. Изучение всех этих малых эффектов спектроскопич. методами позволяет определять свойства и структуру атомных ядер. Для атома водорода сверхтонкая структура наблюдается и для основного уровня энергии ($n=1$, $l=0$; тонкая структура в этом случае отсутствует); это объясняется взаимодействием полного электронного момента атома M_j со спиновым моментом ядра (протона). При переходе между двумя появляющимися подуровнями сверхтонкого расщепления основного уровня водорода возникает излучение с длиной волны $\lambda=21$ см, наблюдаемое для межзвёздного водорода.

Квантовомеханическая теория сложных атомов. Строение и свойства А., содержащих 2 и более электронов, значительно отличаются от теории водородоподобных атомов. Это объясняется прежде всего тем, что возникает необходимость учёта взаимодействий электронов друг с другом: электростатич. отталкивание и магн. взаимодействия спиновых и орбитальных магн. моментов электронов. Электростатич. взаимодействия электронов в А. велики по сравнению с магнитными. Они значительно ослабляют прочность связи электронов с ядром. Так, для А. гелия и гелиеподобных ионов (Li^+, Be^{2+}, . . .) потенциальная энергия электронов $U(r_1, r_2, r_{12})$:

$$U(r_1,\ r_2,\ r_{12})=-\frac{Ze^2}{r_1}-\frac{Ze^2}{r_2}+\frac{e^2}{r_{12}},$$

где r_1 и r_2 — расстояния 1-го и 2-го электронов от ядра, расстояние r_{12} между электронами определяет энергию их взаимодействия (e^2/r_{12}), играющую весьма существ. роль; напр., энергия связи электрона в He^+ равна 54,40 эВ, а энергия связи двух электронов в А. гелия в осн. состоянии — 78,98эВ, т. е. меньше удвоенной энергии связи одного электрона в He^+, что объясняется отталкиванием электронов в He.

Теория многоэлектронного А. должна учитывать принципиальную неразличимость и тождественность его электронов (см. *Тождественности принцип*). Поэтому электронную оболочку сложного А. рассматривают как единую систему. При строгом квантовомеханич. рассмотрении сложный А. характеризуется волновой ф-цией, одинаково зависящей от координат всех электронов, антисимметричной относительно любой пары электронов, т. е. она должна менять знак при перестановке любых двух электронов (см. *Паули принцип*).

В грубом приближении можно считать, что каждый электрон в А. находится в своём квантовом состоянии, характеризуемом четырьмя квантовыми числами n, l, m_l и m_s, а состояние А. сводится к определ. сочетанию индивидуальных состояний отд. электронов. Тогда требование антисимметрии волновой ф-ции А. может быть сведено к простейшей формулировке одного из осн. принципов для квантовой системы тождественных частиц — принципа Паули: в сложном А. в каждом из возможных квантовых состояний может находиться не более одного электрона, т. е. состояния электронов в А. должны отличаться хотя бы одним из 4 квантовых чисел n, l, m_l или m_s. Характеристика состояний отд. электронов в сложном А. при помощи набора квантовых чисел позволяет систематизировать уровни энергии такого А.

В данном одноэлектронном состоянии энергия электрона оказывается зависящей не только от n, как в А. водорода, но и от l; от m_s и m_l она по-прежнему не зависит. Электроны с данными n и l, т. н. эквивалентные электроны, обладают одинаковой энергией и образуют электронную оболочку А.

Энергия отд. электрона в сложном А. может быть представлена в виде, аналогичном энергии А. водорода:

$$\mathcal{E}_{n,l} = -\frac{hcRZ^2_{\text{эфф}}}{n^2} = -\frac{hcR\,(Z-\sigma_{nl})^2}{n^2},$$

где $Z_{\text{эфф}} = Z - \sigma_{nl}$, т. е. эфф. заряд, σ_{nl} — постоянная экранирования, приближённо учитывающая взаимодействие между электронами. Т. о., электроны А. экранируют положительно заряж. ядро от рассматриваемого электрона. σ_{nl} возрастает с увеличением n, а при данном n — с увеличением l (чем больше l и n, тем дальше от ядра находится электрон и тем большее число электронов экранируют от него ядро). Электроны с меньшими значениями l связаны прочнее:

$$|\mathcal{E}_{ns}| > |\mathcal{E}_{np}| > |\mathcal{E}_{nd}| > |\mathcal{E}_{nf}|.$$

Выражение для $\mathcal{E}_{nl}$ соответствует предположению о том, что полное электрич. поле ядра и остальных электронов, действующее на данный электрон, обладает сферич. симметрией, как и кулоновское поле ядра в одноэлектронном А. Квантование орбитального момента импульса для многоэлектронного А. связано именно со сферич. симметрией электрич. поля, и квантовое число l сохраняет свой смысл.

Определение энергии А. с $Z \geqslant 2$ и усреднённых полей, действующих на данный электрон со стороны остальных электронов, возможно лишь на основе приближённых квантовомеханич. методов расчёта. Так, для двухэлектронного А. приближённое решение может быть получено с большой точностью путём применения вариационного метода. Приближённое квантовомеханич. решение для многоэлектронных А. может быть получено путём сведения его к задаче для одноэлектронной системы. В методе *самосогласованного поля* решается система ур-ний для движения каждого электрона в усреднённом поле всех остальных электронов; получающееся распределение электронной плотности отражает структуру электронных оболочек А. *Хартри — Фока метод* учитывает тождественность электронов.

Электронные оболочки атома. Периодическая система элементов. Индивидуальные состояния электронов в приближённой модели сложного А. группируются по значениям квантовых чисел n и l, причём число электронов в А. с заданными значениями n и l определяется принципом Паули. При заданном l магн. квантовое число m_l принимает $2l+1$ значений, а m_s — два значения, поэтому число возможных состояний в электронной оболочке с данным l равно 2 $(2l+1)$. Так, оболочка $l=0$ (s-оболочка) заполняется двумя электронами, оболочка $l=1$ (p-оболочка) — 6 электронами, оболочка $l=2$ (d-оболочка) — 10 электронами, оболочка $l=3$ (f-оболочка) — 14 электронами. Все электроны с заданным n образуют электронный слой, содержащий $2n^2$ электронов. Слои с $n=1,2,3,4,5,\ldots$, согласно терминологии, принятой для рентгеновских спектров, часто наз. K-, L-, M-, N-, P-слоями и т. д. Макс. число электронов в слое равно:

K-слой	L-слой	M-слой	N-слой
$n=1$ $l=0$ 2 электрона	$n=2$ $l=0, 1$ $2+6=8$ электронов	$n=3$ $l=0,\ 1,\ 2$ $2+6+10=18$ электронов	$n=4$ $l=0,\ 1,\ 2,\ 3$ $2+6+10+14=32$ электрона

Рассматривая последовательное заполнение электронных слоёв и оболочек, можно дать физ. объяснение периодич. закона элементов Менделеева. Вблизи ядра А. находятся наиболее прочно связанные электроны с $n=1$, затем менее прочно связанные с $n=2$ и т. д. Соответственно этому происходит заполнение слоёв при переходе от одного А. к другому, более тяжёлому. Так, у А. водорода и гелия имеются только один электронный слой и одна оболочка ($n=1$, $l=0$). При переходе к А. с бо́льшим Z, вследствие возрастания заряда ядра, электронный слой стягивается к ядру и начинает заполняться слой $n=2$ и т. д. При заданном n сначала заполняется состояния s-электронов ($l=0$), затем p-электронов ($l=1$), d-электронов ($l=2$), f-электронов ($n=3$) и т. д. С точки зрения пространственного распределения, это означает, что сначала заполняются внутренние, более близкие к ядру слои, затем более внешние. При этом по мере возрастания Z внешние электронные оболочки периодически заполняются электронами с теми же значениями l (при возрастающих n); это приводит к периодичности хим. и физ. свойств элементов.

Периоды в периодич. системе элементов соответствуют последовательному заполнению электронных оболочек с возрастающими значениями n и l. Ядро с зарядом Z присоединяет электроны в порядке уменьшения прочности их связи. Для элементов 1-го периода происходит сначала заполнение оболочки 1 s, для элементов 2-го и 3-го периодов — оболочек 2 s, 2 p и 3 s, 3 p. Однако начиная с 4-го периода последовательность заполнения оболочек нарушается вследствие конкуренции близких по энергии связи электронов; при этом прочнее могут оказаться связанными электроны с бо́льшим n, но меньшим l (напр., электроны 4 s прочнее связаны, чем 3 d).

Распределение электронов в А. по оболочкам определяет его электронную конфигурацию. Для указания электронной конфигурации А. пишут в ряд символы заполненных электронных состояний оболочек, начиная с самой близкой к ядру; индексом справа вверху отмечают числа электронов в оболочке, находящихся в этих состояниях. Так, у атома Al ($Z=13$) в слое с $n=1$ имеются два s-электрона, в слое с $n=2$ — два s- и шесть p-электронов, в слое с $n=3$ — два s- и один p-электрон. Это может быть записано в виде: $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p$.

При заполнении $3d$-, $4d$-, $5d$-оболочек получаются группы переходных металлов, при заполнении $4f$- и $5f$-оболочек — группа лантаноидов (редкоземельных элементов) и группа актиноидов (2-я группа редкоземельных элементов).

Порядок заполнения электронных оболочек при увеличении Z можно представить с помощью схемы:

	$1s^2$	$2s^2 2p^6$	$3s^2 3p^6$	$4s^2 3d^{10} 4p^6$	$5s^2 4d^{10} 5p^6$	$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^6$	$7s^2 5f^{14}$
$n+l$	1	$\underbrace{2\ \ 3}$	$\underbrace{3\ \ 4}$	$\underbrace{4\ \ 5\ \ 5}$	$\underbrace{5\ \ 6\ \ 6}$	$\underbrace{6\ \ 7\ \ 7\ \ 7}$	$\underbrace{7\ \ 8}$
период	1	2	3	4	5	6	7
число элементов в периоде	2	8	8	18	18	32	32

В последующих оболочках электроны связаны менее прочно, чем в предшествующих, причём сначала заполняются оболочки с меньшими значениями $n+l$, а при том же значении $n+l$ — с бóльшими значениями l (правило Клечковского).

Данная схема относится к последовательности заполнения внеш. оболочек А., что и определяет последовательность элементов в периодич. системе. При увеличении Z для внутр. оболочек восстанавливается нормальная последовательность оболочек по энергиям связи в них электронов, когда электроны с меньшим n связаны прочнее, чем электроны с бóльшим n, независимо от значений l. Это происходит потому, что при возрастании Z разница в энергиях связи электронов с данным n, но разл. значениями l, становится менее существенной.

Наряду с нормальной электронной конфигурацией А., соответствующей наиб. прочной энергии связи всех электронов, при возбуждении одного или неск. электронов получаются возбуждённые электронные конфигурации. Каждой электронной конфигурации в случае полностью укомплектованных оболочек соответствует один уровень энергии А., а в случае недостроенных внутр. оболочек (напр., s, p, p^2, p^3, $sp, \ldots$) — ряд уровней энергии. Самый глубокий уровень энергии нормальной конфигурации А. наз. основным, все остальные уровни энергии — возбуждённые.

А. гелия имеет нормальную конфигурацию $1\,s^2$ и возбуждённые конфигурации $1s2s$, $1s2p$, $1s3s$, $1s3p$, $1s3d$, ... (возбуждён один электрон) и $2s^2$, $2s2p$, $2s3s$, $2p^2$, $2p3s$, ... (возбуждены оба электрона). Нормальной электронной конфигурации и конфигурациям $2s^2$, $3s^2$, ..., содержащим электроны с одинаковым n и $l=0$, соответствует по одному уровню энергии, остальным конфигурациям — по нескольку уровней энергии. При этом все уровни энергии разбиваются на две системы уровней: систему уровней ортогелия и систему уровней парагелия; первая соответствует параллельной ориентации спинов электронов [спиновые моменты электронов $M_{s1}=1/2$ и $M_{s2}=1/2$ (в единицах $\hbar$) складываются в полный спиновый момент, равный 1], вторая — антипараллельной ориентации спинов (спиновые моменты компенсируются и полный спиновый момент равен нулю). Для нормальной конфигурации гелия ($1s^2$) вследствие принципа Паули возможна только антипараллельная ориентация спинов электронов, соответствующая парагелию.

Периодичность хим., оптич., электрич. и магн. свойств А. разл. элементов в зависимости от Z связана со сходным строением внеш. электронных оболочек, определяющим эти свойства. Эта периодичность сохраняется и для ионов: теряя один электрон, А. становится подобен по ряду свойств атомам предыдущей группы элементов (напр., однократно ионизованные щелочноземельные А.— атомам щелочных металлов). Сходными свойствами обладают члены изоэлектронного ряда. Совр. техника эксперимента позволяет получать *многозарядные ионы* тяжёлых элементов и исследовать их. Для таких высокоионизованных атомов $Z \gg \sigma_{nl}$ и масштаб энергий возрастает $\sim Z^2$.

Влияние на атом электрических и магнитных полей. А.— система электрически заряженных частиц, поэтому на него оказывают воздействие внеш. электрич. и магн. поля. Свободные А. не могут обладать постоянным электрическим дипольным моментом, но во внеш. электрич. поле они поляризуются — приобретают индуцированный дипольный момент (см. *Поляризуемость атомов, ионов и молекул*). Большинство А. обладают пост. магн. моментом, отличным от нуля и зависящим от того, как складываются спиновые и орбитальные моменты электронов. А. с целиком заполненными электронными оболочками, в частности А. инертных газов и щелочноземельных металлов, не имеют магн. момента, т. к. для любой заполненной оболочки все моменты (спиновые и орбитальные) отд. электронов при сложении компенсируются. А. с частично заполненными оболочками, как правило, имеют магн. моменты и являются парамагнитными (см. *Парамагнетизм*). Все А. обладают *диамагнетизмом*, к-рый обусловлен появлением у них магн. момента под действием внеш. магн. поля.

Во внеш. поле А. приобретает дополнит. энергию и его уровни расщепляются, т. е. происходит снятие вырождения уровней энергии свободного А. кратности $2J+1$, где квантовое число J определяет величину полного момента импульса А. В результате расщепления уровней энергии расщепляются и спектральные линии в спектре А. (см. *Зеемана эффект*, *Штарка эффект*).

Магн. поле вызывает прецессию электронной оболочки вокруг направления поля (см. *Лармора прецессия*). Дополнит. энергия, к-рую А. приобретает в магн. поле, зависит от абс. величины и знака квантового числа m_J, определяющего проекцию полного момента на нек-рое направление. Т. к. m_J принимает $2J+1$ значение, то уровень энергии в магн. поле расщепляется на $2\,J+1$ подуровней.

Во внеш. электрич. поле дополнит. энергия, к-рую приобретает А., не зависит от знака m_J, поэтому в электрич. поле происходит неполное расщепление уровней энергии — подуровни с $|m_J|>0$ дважды вырождены (уровень с $m_J=0$ невырожден).

На А., находящийся в связанном состоянии, существ. влияние оказывают неоднородные поля окружающих частиц. Особенно значительны воздействия электрич. полей, воздействия магн. полей играют меньшую роль. Уровни энергии ионов в кристалле или растворе могут сильно отличаться от уровней энергии свободного иона и терять дискретную структуру. Дискретная структура уровней может сохраняться в кристалле у ионов с достраивающимися d- и f-оболочками, действие на них полей окружающих частиц сводится к расщеплению уровней энергии, зависящему от симметрии поля. А., входящий в состав молекулы, ещё более отличается от свободного, т. к. внеш. электроны, определяющие осн. свойства А., участвуют в образовании хим. связи и лишь внутр. оболочки А. изменяются мало.

Для изучения свойств А. очень важно рассмотрение его поведения в газе и плазме, где действие на А. электрич. полей окружающих частиц приводит, в частности, к *уширению спектральных линий*.

Лит.: 1) Шпольский Э. В., Атомная физика, т. 1, 7 изд., М., 1984; 2) Борн М., Атомная физика, пер. с англ., 3 изд., М., 1970; 3) Зоммерфельд А., Строение атома и спектры, пер. с нем., т. 1—2, М., 1956; 4) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; 5) Давыдов А. С., Квантовая механика, 2 изд., М., 1973; 6) Фано У., Фано Л., Физика атомов и молекул, пер. с англ., М., 1980; 7) Moore C. E., Atomic energy levels, v. 1—3, Wash., 1949—58; 8) Bashkin S., Stoner J., Atomic energy level and grotrian diagrams, v. 1—3, Amst., 1975—81.

М. А. Ельяшевич.

АТОМНАЯ ЕДИНИЦА МАССЫ, а. е. м.,— единица массы, равная $1/12$ массы изотопа углерода ^{12}C; применяется в атомной и ядерной физике для выражения масс элементарных частиц, атомов, молекул.

1 а. е. м.— $1{,}6605655\,(86) \cdot 10^{-27}$ кг (на 1984).

Для перевода значений масс m частиц, выраженных в а. е. м., в единицу массы СИ (кг) пользуются ф-лой

m (кг) = m (ка.е. м.)/N_A (моль$^{-1}$), где m (ка.е.м.) — масса частицы в килоатомных единицах, N_A — *Авогадро постоянная*.

До 1961 в физике за А. е. м. принимали $^1/_{16}$ массы изотопа кислорода ^{16}O, т. е. $1,65976 \cdot 10^{-27}$ кг, в химии — $^1/_{16}$ ср. ат. массы природного кислорода — смеси трёх стабильных изотопов ^{16}O (99,76%), ^{17}O (0,04%), ^{18}O (0,20%). Хим. А. е. м. в 1,000275 раза была больше физ. и равнялась $1,66022 \cdot 10^{-27}$ кг. Современная (унифициров.) А. е. м. равна 1,00048 прежней физ. А. е. м.

АТОМНАЯ МАССА (устаревший термин — атомный вес) — относит. значение массы атома, выраженное в *атомных единицах массы* (а. е. м.). А. м. была взята Д. И. Менделеевым за осн. характеристику элемента при открытии им *периодической системы элементов*. А. м.— дробная величина (в отличие от массового числа — суммарного числа нейтронов и протонов в ат. ядре). Природные хим. элементы состоят из смеси изотопов, поэтому за А. м. элемента принимают ср. значение масс его изотопов с учётом их процентного содержания. Эти значения указаны в периодич. системе (кроме трансурановых элементов, для к-рых указываются массовые числа). А. м. меньше суммы масс составляющих атом частиц на *дефект масс*. Методов определения А. м. несколько, наиб. точный — масс-спектроскопический (см. *Масс-спектроскопия*).

АТОМНАЯ ФИЗИКА — раздел физики, посвящённый изучению строения и свойств атомов и элементарным процессам, в к-рых участвуют атомы. Наиб. характерные для А. ф. длины (линейные размеры атомов) $\sim 10^{-8}$ см, а энергии (энергии связи внеш. электронов в атоме, элементарных хим. процессов с участием атомов) порядка эВ (тогда как для ядерной физики наиб. характерны длины $\sim 10^{-13}$ см и энергии порядка МэВ; см. *Атом*, *Атомные спектры*, *Рентгеновские спектры*, *Поляризуемость* атомов, ионов и молекул, *Спонтанное испускание*, *Вынужденное испускание*, *Эйнштейна коэффициенты*, *Фотоэффект*, *Столкновения атомные*, *Низкотемпературная плазма*). Теоретич. основа А. ф.— квантовая теория (см. *Квантовая механика*, *Квантовая электродинамика*), позволяющая объяснить огромную совокупность микроскопич. явлений на атомно-молекулярном уровне. Существенно, что строение и свойства атома как системы, состоящей из ядра и электронов, и характеристики излучательных и безызлучательных элементарных процессов, протекающих на этом уровне, определяются эл.-магн. взаимодействием (в отличие от ядерной физики и физики элементарных частиц, в к-рых фундам. роль играют *сильное взаимодействие* и *слабое взаимодействие*; причём сильное взаимодействие не проявляется на характерных для А. ф. расстояниях, превышающих 10^{-12} см, а слабое взаимодействие должно приводить в А. ф. к весьма интересным, но очень малым по величине эффектам).

Предыстория и основные этапы развития атомной физики. Возникновению А. ф. предшествовало развитие атомистич. представлений о строении материи. Первонач. идеи о существовании атомов как мельчайших неделимых и неизменных частиц материи были высказаны в Древней Греции в 5—3 вв. до н. э. (Демокрит, Эпикур). В период становления точного естествознания в 17—18 вв. атомистич. представления в разл. формах развивали И. Кеплер (J. Kepler), П. Гассенди (P. Gassendi), Р. Декарт (R. Descartes), Р. Бойль (R. Boyle), И. Ньютон (I. Newton), М. В. Ломоносов, Р. Бошкович (R. Bošković) и др. Однако эти представления носили гипотетич. характер и лишь с кон. 18 — нач. 19 вв. эксперим. исследования свойств вещества привели к созданию атомистич. теорий. На основе установленных количественных хим. законов и законов идеальных газов с начала 19 в. стала развиваться химическая атомистика [Дж. Дальтон (J. Dalton), А. Авогадро (A. Avogadro di Quaregna), Я. Берцелиус (J. Berzēlius)], в сер. 19 в. чётко разграничены и определены понятия атома и молекулы [С. Канниццаро (S. Cannizzaro)], в 1869 Д. И. Менделеев открыл периодич. закон хим. элементов (см. *Периодическая система элементов*). Представления физической атомистики легли в основу развития молекулярной физики, в т. ч. кинетич. теории газов (сер. 19 в.), и классич. *статистической физики* [2-я пол. 19 в., Р. Клаузиус (R. Clausius), Дж. Максвелл (J. C. Maxwell), Л. Больцман (L. Boltzmann), Дж. У. Гиббс (J. W. Gibbs)]. В кон. 18—19 вв. начало развиваться учение о внутр. строении кристаллов и их симметрии [Р. Гаюи (R. J. Haüy), О. Браве (A. Bravais), Е. С. Фёдоров, А. Шёнфлис (A. M. Schoenflies)] на основе атомистич. представлений (см. *Симметрия кристаллов*, *Браве решётки*). Однако в 19 в. хим. и физ. атомистика и атомистика в кристаллографии не имели общей теоретич. основы, ею стала в 20 в. квантовая теория строения атомов, молекул и кристаллов, созданная в результате развития А. ф.

Возникновение совр. А. ф. связано с открытиями электрона (1897) и радиоактивности (1896). Они создали основу для построения моделей атома как системы взаимодействующих электрически заряженных частиц. Важнейшим этапом развития А. ф. стало открытие Э. Резерфордом (E. Rutherford) в 1911 атомного ядра и рассмотрение атома на основе квантовых представлений Н. Бором (N.H.D. Bohr) в 1913. Резерфорд предложил модель атома, состоящего из центрального положительно заряж. ядра большой массы и размеров, малых по сравнению с размерами атома в целом, и из отрицательно заряженных электронов, имеющих по сравнению с ядром малую массу. Он экспериментально обосновал эту модель опытами по рассеянию α-частиц атомами. Все свойства атома оказались связанными либо со свойствами ядра (их изучает ядерная физика), либо со свойствами электронных оболочек атома. Строение последних определяет химические и большинство физ. свойств атома и периодичность этих свойств в зависимости от осн. характеристики атома в целом — величины положит. заряда его ядра. Однако на основе законов классич. физики не могли быть объяснены устойчивость атома (ускоренно движущиеся вокруг ядра электроны должны непрерывно излучать и очень быстро упасть на ядро) и линейчатые атомные спектры, закономерности в к-рых подчиняются комбинац. принципу Ритца. Выход из этих трудностей нашёл Бор, применив к атому квантовые представления, впервые введённые М. Планком в 1900 и развивавшиеся с 1905 А. Эйнштейном и др. учёными. Основу квантовой теории атома Бора составляют два постулата: 1-й постулат Бора о существовании стационарных состояний атома, находясь в к-рых он не излучает (стационарные состояния обладают определ. значениями энергии, в общем случае дискретными, из одного состояния в другое атом может переходить путём квантового, скачкообразного, перехода), 2-й постулат Бора о квантовых переходах с излучением, определяемых условием частот: $\mathscr{E}_i - \mathscr{E}_k = h\nu$, где ν — частота поглощаемого или испускаемого монохроматич. эл.-магн. излучения, $\mathscr{E}_i$ и $\mathscr{E}_k$ — энергии стационарных состояний, между к-рыми происходит переход. Постулаты Бора были всесторонне подтверждены экспериментально, оказались применимыми для др. микросистем (молекул, атомных ядер) и получили теоретич. обоснование в квантовой механике и квантовой электродинамике. Для определения возможных дискретных значений энергии простейшего атома — атома водорода — в стационарных состояниях Бор применил классич. механику и предположение о совпадении результатов квантовой и классич. теорий при малых частотах излучения, что представляло первонач. форму *соответствия принципа*, к-рый Бор развивал в дальнейшем, придавая ему большое значение; принцип соответствия сыграл большую роль в становлении квантовой механики. Рассмотрение, согласно модельной теории атома Бора, движения электронов в стационарных состояниях по законам классич. механики при дополнит. условиях квантования (в частности, при условии равенства момента импульса электрона на круговой орбите целому кратному постоянной $\hbar/2\pi$; это условие часто неправильно включают в число постулатов Бора) позволило самому Бору, А. Зоммерфельду (A. Sommerfeld) и др. учёным объяснить закономерности в оптич. и рентгеновских спектрах и дать физ. истолкование периоднч. закона элементов. Однако модельная теория Бора встретилась с рядом трудностей при объяснении свойств сложных атомов и простейших молекул (уже для атома гелия и молекулы водорода), что было связано с использованием классич. механики и имело принципиальный характер. Эти трудности были разрешены на следующем этапе развития А. ф. созданием начиная с 1925 последоват. квантовой теории.

Лит.: Зубов В. П., Развитие атомистических представлений до нач. XIX в., М., 1965; Кедров Б. М., Три аспекта атомистики, ч. 2 — Учение Дальтона. Историч. аспект, М., 1969; Хунд Ф., История квантовой теории, пер. с нем., К., 1980; Джеммер М., Эволюция понятий квантовой механики, пер. с англ., М., 1985; Ельяшевич М. А., Развитие Нильсом Бором квантовой теории атома и принципа соответствия, «УФН», 1985, т. 147, с. 253. *М. А. Ельяшевич.*

АТОМНЫЕ ОРБИТАЛИ — волновые ф-ции индивидуальных электронов атомов, описываемые тремя квантовыми числами — гл. квантовым числом n, орбитальным квантовым числом l момента импульса и орбитальным магн. квантовым числом m_l. А. о., имеющие значения $l=0, 1, 2, 3, 4, \ldots$, обозначаются соотв. буквами $s, p, d, f, g, \ldots$ (подробнее см. *Орбиталь*).

В. Г. Дашевский.

АТОМНЫЕ СПЕКТРЫ — спектры поглощения и испускания свободных или слабо взаимодействующих атомов, возникающие при излучательных *квантовых переходах* между их уровнями энергии. А. с. наблюдаются для разреженных газов или паров и для плазмы. А. с. линейчатые, т. е. состоят из отд. *спектральных линий*, каждая из к-рых соответствует переходу между двумя электронными уровнями энергии атома $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_k$ и характеризуется значением частоты ν поглощаемого и испускаемого эл.-магн. излучения; согласно условию частот Бора (см. *Атомная физика*) $h\nu=\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k$. Наряду с частотой, спектральная линия характеризуется волновым числом ν/c (c — скорость света) и длиной волны $\lambda=c/\nu$. Частоты спектральных линий выражают в $с^{-1}$, волновые числа — в $см^{-1}$, длины волн — в нм и мкм, а также в ангстремах (Å). В спектроскопии волновые числа также обозначают буквой ν.

Под А. с. в узком смысле слова понимают оптич. спектры атомов, т. е. спектры, лежащие в видимой, близкой ИК- (до неск. нм) и УФ-областях спектра и соответствующие переходам между уровнями внеш. электронов с типичными разностями энергий порядка неск. эВ (в шкале волновых чисел порядка десятков тысяч $см^{-1}$). К А. с. в широком смысле относятся также и характеристич. *рентгеновские спектры* атомов, соответствующие переходам между уровнями внутр. электронов атомов с разностями энергий $\sim10^3$—10^4 эВ, и спектры в области радиочастот, возникающие при переходах между уровнями тонкой структуры и сверхтонкой структуры (см. также *Радиоспектроскопия*) и при переходах между очень высокими возбуждёнными уровнями атомов (такие переходы наблюдаются методами *радиоастрономии*).

Для данного элемента могут наблюдаться спектральные линии нейтрального атома и спектральные линии ионизованного атома. Линии спектра нейтрального атома принято отмечать цифрой I при символе хим. элемента, линии, принадлежащие положит. ионам,— римскими цифрами II, III, ... соотв. кратности иона (напр., NaI, NaII, NaIII,... для Na, Na^+, Na^{++}, . . .), при этом часто говорят о 1-м, 2-м, 3-м ... спектре данного элемента.

Наиб. простыми А. с. обладают атом водорода и водородоподобные ионы (спектры HI, HeII, LiIII, . . .), к-рые состоят из закономерно расположенных спектральных линий, образующих *спектральные серии*. Волновые числа для спектральных линий серии атома водорода и водородоподобных атомов определяются ф-лой

$$\nu=\frac{1}{\lambda}=RZ^2\left(\frac{1}{n_k^2}-\frac{1}{n_i^2}\right),$$

где n_k и n_i — гл. *квантовые числа* для нижнего и верхнего уровней энергии (см. рис. 1 в ст. *Атом*), R — *Ридберга постоянная*, Z — ат. номер. При $n_k=1, 2, 3, 4, 5, 6$ и $n_i=n_k+1$, $n_k+2, \ldots, \infty$ для атома водорода ($Z=1$) получаются соотв. серии Лаймана, Бальмера, Пашена, Брэкета, Пфунда, Хамфри. Для каждой серии существует предел — граница ионизации, соответствующая $n_i\to\infty$, линии серии сходятся к границе ионизации. В лаб. условиях наблюдения спектра водорода (напр., в электрич. разрядах) серия Лаймана получается как в поглощении, так и в испускании. В спектре Солнца наблюдается в поглощении и серия Бальмера (что связано с возбуждением при высоких темп-рах нач. уровня $n_k=2$).

Спектральные линии атома водорода имеют дублетную *тонкую структуру*, обусловленную взаимодействием спина электронов с его орбитальным моментом (см. *Спин-орбитальное взаимодействие*); величина расщепления линий — порядка десятых долей $см^{-1}$. Это расщепление для водородоподобных ионов возрастает пропорционально Z^4, т. е. для HeII в 16 раз по сравнению с HI.

Сравнительно простыми спектрами обладают атомы щелочных металлов, имеющие один внеш. электрон (одноэлектронные А. с.), их спектральные линии также группируются в серии, волновые числа к-рых выражаются приближённой ф-лой Ридберга:

$$\nu=\frac{1}{\lambda}=R\left(\frac{1}{(n_k+a)^2}-\frac{1}{(n_i+b)^2}\right);$$

серия получается при заданном n_k и разл. значениях n_i; a и b постоянны для данной серии. Разл. серии (гл. серия, диффузная серия, резкая серия и др.) отличаются значениями a и b, зависящими от азимутального квантового числа l. Спектральные линии имеют дублетную тонкую структуру, причём величина расщепления быстро возрастает с увеличением Z (от Li к Cs).

Более сложными А. с. (двухэлектронными спектрами) обладают атомы с двумя внеш. электронами; ещё сложнее спектры атомов с тремя и более внеш. электронами. Особенно сложны спектры элементов, для к-рых происходит достройка внутр. электронных оболочек (d-оболочек переходных элементов и f-оболочек у лантаноидов и актиноидов; см. *Периодическая система элементов*). В сложных спектрах серии уже не удаётся выделить. Спектральные линии образуют группы — мультиплеты. В наиб. сложных А. с. число спектральных линий доходит до многих тысяч. Интерпретация сложных спектров с установлением схемы уровней энергии и квантовых переходов между ними представляет трудную задачу систематики А. с.

Систематика А. с. основана на характеристике уровней атома при помощи квантовых чисел и на *отбора правилах*, определяющих, какие из квантовых переходов возможны. При наличии одного внеш. электрона уровни энергии атома характеризуются (помимо гл. квантового числа электрона) его квантовыми числами l, s и j, определяющими величины орбитального момента $\boldsymbol{M}_l$, спинового момента $\boldsymbol{M}_s$ и полного момента $\boldsymbol{M}_j=\boldsymbol{M}_l+\boldsymbol{M}_s$. Согласно правилам отбора $\Delta l=\pm1$, $\Delta j=0\pm1$. Для атомов с двумя или неск. внеш. электронами характеристика уровней энергии более сложна и может быть произведена исходя из приближённой характеристики одноэлектронных состояний при помощи квантовых чисел n_i, l_i и s_i ($l_i=0, 1, 2, \ldots, n_i-1$, $s_i=1/2$) и применяя векторную схему сложения орбитальных моментов $\boldsymbol{M}_{li}$ и спиновых моментов $\boldsymbol{M}_{si}$. В случае нормальной связи, когда электростатич. взаимодействия электронов много больше их магн. взаимодействий, что чаще всего имеет место, орбитальные моменты отд. электронов $\boldsymbol{M}_{li}$ складываются в полный орбитальный момент $\boldsymbol{M}_L = \sum_i \boldsymbol{M}_{li}$, а их спиновые моменты $\boldsymbol{M}_{si}$ в полный спиновой момент $\boldsymbol{M}_S = \sum_i \boldsymbol{M}_{si}$; затем сложение $\boldsymbol{M}_L$ и $\boldsymbol{M}_S$ даёт полный момент атома: $\boldsymbol{M}_J = \boldsymbol{M}_L + \boldsymbol{M}_S$. Уровни энергии характеризуются значениями квантовых чисел L, S и J, определяющих величины соответствующих моментов. Квантовое число J сохраняет свой смысл и при др. схемах связи, когда в соответствии с величинами взаимодействий моменты следует складывать в др. последовательности [в частности, в случае jj-связи $\boldsymbol{M}_{li} + \boldsymbol{M}_{si} = \boldsymbol{M}_{ji}$, $\sum_i \boldsymbol{M}_{ji} = \boldsymbol{M}_J$; этот случай имеет место, когда магн. взаимодействия много больше электростатических]. J определяет величину полного момента атома независимо от схемы связи, и для него имеет место правило отбора $\Delta J = 0, \pm 1$.

При нормальной связи квантовое число S, определяющее величину полного спинового момента атома $\boldsymbol{S}$, принимает целые значения $S = 0, 1, 2, \ldots$, если атом содержит чётное число электронов, и полуцелые значения $S = {}^1/_2, {}^3/_2, {}^5/_2, \ldots$, если атом содержит нечётное число электронов. Величина $\varkappa = 2S+1$ определяет *мультиплетность* уровней энергии атома и играет важную роль в систематике А. с.

Уровни энергии атомов принято обозначать (в случае нормальной связи) символами ${}^{\varkappa}L_J$, где значения $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \ldots$ указываются прописными буквами $S, P, D, F, G, H, J, L, \ldots$ соответственно. Так, ${}^3D_2$ обозначает уровень с $L = 2$, $S = 1$ ($\varkappa = 2S + 1 = 3$) и $J = 2$; ${}^1S_0$ — уровень с $L = 0, S = 0$ ($\varkappa = 2S + 1 = 0$) и $J = 0$. Нечётные уровни (см. *Чётность уровня*) обозначают индексом ^{0}, напр. ${}^2P^0_{1/2}$ (нечётный уровень с $L = 1$, $S = {}^1/_2$, $J = {}^1/_2$).

Для более подробной характеристики уровня перед символом ${}^{\varkappa}L_J$ указывают электронную конфигурацию (см. *Атом*), напр. для атома He уровень ${}^3S_1$, возникающий из конфигурации $1s\ 2s$, обозначается как $1s2s^3S_1$ ($L = 0$, $S = s_1 + s_2 = 1$, $J = 1$). Для одноэлектронного атома полная запись будет nl^2L_J и сокращённо пишут просто n^2L_J, напр. для осн. уровня атома водорода $1^2S_{1/2}$ ($n = 1$, $L = 0, S = J = {}^1/_2$) вместо $1s^2S_{1/2}$.

Лит.: Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных спектров, пер. с англ., М., 1949; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М.— Л., 1963; Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, [2 изд.], М., 1977; Progress in atomic spectroscopy, pt. A, B, N.Y., 1978—79.

М. А. Ельяшевич.

АТО́МНЫЕ СТОЛКНОВЕ́НИЯ — см. *Столкновения атомные.*

А́ТОМНЫЙ ВЕС — термин, употреблявшийся ранее вместо термина *атомная масса.*

А́ТОМНЫЙ ЗОНД — микроанализатор с пространственным разрешением порядка размера атома, представляющий собой полевой ионный микроскоп (*ионный проектор*) в сочетании с *масс-спектрометром.* Полевой ионный микроскоп визуализирует поверхность проводящего кристалла с атомным разрешением. Далее выбранный для исследования атом (или атомы) удаляется с поверхности, ионизуется за счёт полевого испарения или *десорбции полем*, а затем направляется в масс-спектрометр для идентификации. А. з. выявляет не только массу, но и кратность анализируемого заряда. Существует неск. типов А. з.

Первый А. з. был построен Э. Мюллером (E. W. Müller) с сотрудниками (1968). Это был узкоапертурный А. з. с анализом ионов по времени пролёта (т. н. времяпролётный А. з.). В этом приборе экран полевого ионного микроскопа имеет небольшое зондовое отверстие, на к-рое с помощью механич. системы наводится изображение выбранного оператором анализируемого атома. Затем короткий высоковольтный импульс напряжения $V_{имп}$, складывающийся со стационарным напряжением V_0, создающим изображение, производит полевое испарение (или десорбцию) атомов поверхности, и в т. ч. выбранного атома. Все образовавшиеся ионы с зарядом ne приобретают полную кинетич. энергию $neV_{исп} = ne(V_0 + V_{имп})$ уже у самого острия полевого ионного микроскопа. После прохождения зондового отверстия в катоде ион с массой M движется с постоянной скоростью $v = (2neV_{исп}/M)^{1/2}$ по дрейфовому пространству длиной l и регистрируется в конце дрейфа детектором. Время t пролёта иона, зависящее от отношения массы к его заряду, определяется как $t = l/v = l/(2neV_{исп}/M)^{1/2}$. Отсюда идентифицируемое отношение массы к заряду: $M/ne = 2V_{исп}\ t^2/l^2$. В дальнейшем времяпролётный А. з. был усовершенствован: для увеличения яркости полевого ионного изображения стали использовать микроканальные электронно-ионные умножители. В пространстве дрейфа располагали тороидальную электростатич. систему, отклоняющую траектории ионов почти назад (на 163,2°) и фокусирующую затем ионы, возникшие на объекте с нек-рым разбросом скоростей, в групповые пакеты ионов одного сорта на приёмной микроканальной пластине. Такой А. з. надёжно обеспечивает масс-спектрометрич. разрешение $\Delta M/M = 1/1000$ (на полувысоте пика). Этого достаточно для определения гидридных ионов и разл. изотопов любых элементов. Времяпролётный А. з. позволяет одновременно наблюдать полный спектр (любые массы) от избранного участка объекта. Однако для обеспечения высокого масс-спектрометрич. разрешения этого прибора необходим крайне короткий (~ 10 нс) ионизирующий импульс с крутыми фронтами, что затрудняет применение нек-рых объектов исследования, напр. высокоомных полупроводников. Замена в А. з. времяпролётного масс-спектрометра статическим магнитным (т. н. магнитный А. з.) сняла жёсткие требования к ионизирующему импульсу (в практике такой прибор может работать и в стационарном режиме). Тем самым стало возможным изучение полупроводников. Магн. А. з. характеризуется высоким разрешением по массам. Однако он не позволяет в одном опыте просмотреть все возможные массы, а требует настройки на определ. участок спектра.

Узкоапертурный А. з. в состоянии анализировать одновременно лишь малую область объекта. Это ограничение снимает широкоугольный времяпролётный А. з., в к-ром в качестве детектора ионов используется вогнутая сферическая микроканальная пластина, а остриё-объект помещается в центр кривизны пластины. Все ионы, возникающие на исследуемой поверхности, проходят одинаковое расстояние до детектора, разделяясь во время дрейфа на пакеты в соответствии с отношением заряда к массе. Широкоугольный А. з. позволяет выявлять эффекты анизотропии и др. непредвиденные локальные эффекты.

Если ввести в электрич. цепи А. з. блоки, запирающие детектор и открывающие его лишь на краткий момент прихода ионов с заданным отношением ne/M, а также регулирующие время отпирания детектора, то можно выбирать сорт регистрируемых ионов. Тем самым вид ионов в этом приборе задаётся заранее, а на экране наблюдают кристаллографич. анизотропию мест рождения ионов. Это т. н. изображающий А. з.

В А. з. с лазерной подсветкой энергетич. добавка, необходимая для полевого испарения, вносится за счёт короткого лазерного импульса, облучающего объект. Крутые фронты светового импульса не искажаются при подаче на объект и не зависят от его электрич. сопротивления. Поэтому достигается вдвое-втрое большее разрешение по массам. Таким А. з. можно исследовать полупроводники и даже диэлектрич. слои на проводящей поверхности.

А. з. применяется в тех задачах физ. эксперимента, когда атомное разрешение необходимо дополнить идентификацией природы атомов. Послойное испарение полем позволяет анализировать не только поверхность, но и приповерхностную толщу объекта. С помощью А. з. исследуют разл. задачи физики металлов: упорядочение в сплавах, детальное распределение состава границ раздела фаз, адсорбцию на металлах и нач. стадии хим. реакций (напр., окисление) и т. п. С помощью А. з. решаются вопросы селективного полевого испарения атомов разл. сортов. А. з. используется для изучения процессов ионизации в сильных электрич. полях. При этом были обнаружены новые явления: полевая адсорбция инертных газов (при полях $\sim 10^8$ В/см); образование комплексных ионов — соединений металла подложки с активными и даже инертными газами; образование многозарядных ионов металлов с кратностью заряда, доходящей до 5—6. А. з. имеет большие перспективы при исследованиях локализации примесей, при изучении строения органич. молекул, при изучении механизмов перемещения адсорбированных посторонних атомов на поверхности (см. *Поверхностная диффузия*) и т. п.

Лит.: Мюллер Э. В., Цонг Т. Т., Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980. *В. Н. Шредник.*

АТОМНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР — прибор, позволяющий наблюдать стационарную картину интерференции двух сдвинутых по фазе компонент к.-л. состояния атома. В принципе такое устройство аналогично обычному двухлучевому оптич. интерферометру.

Принцип действия А. и. может быть пояснён следующим примером. Пучок атомов водорода в метастабильном состоянии $2S_{1/2}$ последовательно проходит через две пространственно разделённые зоны *1* и *2*, внутри к-рых атомы подвергаются воздействию неадиабатич. возмущения, вследствие чего становятся возможными их переходы в др. состояния, напр. $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$. Возмущающим фактором является электрич. поле, локализованное в пространстве между зонами (рис. 1), к-рое резко изменяется на границах, т. е. в пределах каждой

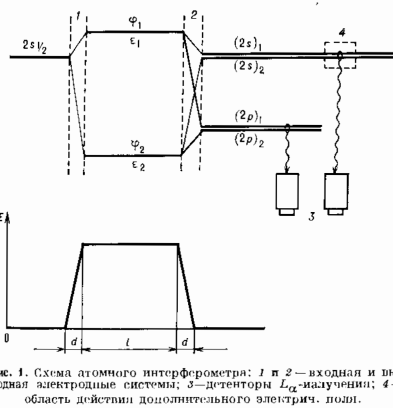


Рис. 1. Схема атомного интерферометра: *1* и *2* — входная и выходная электродные системы; *3* — детекторы L_α-излучения; *4* — область действия дополнительного электрич. поля.

зоны ширины d. Для упрощения картины можно ограничиться рассмотрением двухуровневой системы $2S_{1/2}$ — $2P_{1/2}$, что оправдано при не слишком сильных полях; в этом случае влияние уровня $2P_{3/2}$ сказывается слабо и может быть учтено малыми поправками. При пересечении первой границы атомы переходят в суперпозицию собств. состояний φ_1 и φ_2 с энергиями ε_1 и ε_2, определяемыми величиной напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$. На границе зоны *2*, где поле убывает до нуля, возникнут компоненты пучка, представляющие как состояние $2S_{1/2}$, так и состояние $2P_{1/2}$, причём каждый из термов φ_1 и φ_2 даст начало паре таких состояний. По выходе из поля амплитуды (здесь уже собственных) состояний $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ будут определяться амплитудами переходов и разностью фаз между компонентами каждой пары. Эта разность зависит от времени пролёта в поле и от частоты перехода между термами φ_1 и φ_2, расщеплёнными электрич. полем (*Штарка эффект*). Поскольку величина расщепления определяется напряжённостью поля E, то при её монотонном изменении в прошедшем пучке будут наблюдаться периодические (происходящие в противофазе) колебания интенсивности потоков $2S$- и $2P$-атомов, обусловленные интерференцией компонент каждой пары: $(2S)_1-(2S)_2$ и $(2P)_1-(2P)_2$. Такое же явление будет наблюдаться при изменении времени пролёта t, определяемого расстоянием l между границами поля ($l \gg d$).

Наблюдение картины интерференции можно осуществить измерением потока короткоживущих $2P$-атомов. Детектор, расположенный за второй границей, будет регистрировать фотоны, отвечающие переходу $2P$-$1S$, т. е. головную линию серии Лаймана (L_α) с длиной волны 1216 Å. Можно также наблюдать происходящую в противофазе интерференцию $2S$-компонент, для чего необходимо пропустить пучок $2S$-атомов через дополнит. электрич. поле, перемешивающее состояния $2S$ и $2P$.

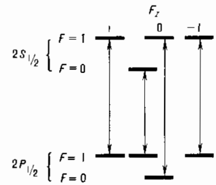


Рис. 2. Сверхтонкая структура $2S_{1/2}$-, $2P_{1/2}$-уровней атома водорода (масштаб не выдержан).

В двухуровневой системе $2S_{1/2}-2P_{1/2}$ имеют место переходы между S- и P-подуровнями *сверхтонкой структуры* с проекциями F_z квантового числа суммарного момента F ядра и электрона, равными 1,0 и —1 (рис. 2). Т. к. разности энергий для переходов с $F_z = \pm 1$ (согласно *отбора правилам*) совпадают, результирующая интенсивность $2P$-компоненты пучка будет определяться суммой трёх слагаемых, соответствующих этим переходам: $I_{2P} = \sum_{i=1}^{3} I_i$. Если положить $x = \langle d \rangle E/\pi\hbar\delta_H$, где $\langle d \rangle$ — матричный элемент перехода $2S_{1/2}-2P_{1/2}$, а δ_H — *лэмбовский сдвиг*, то вероятность выхода $2P_{1/2}$-атомов для каждой i-й компоненты будет определяться выражением вида

$$w_i = \frac{x_i^2}{1+x_i^2}\left[\operatorname{ch}\frac{\gamma t}{2\sqrt{1+x_i^2}} - \cos\left(2\pi t\delta_H\sqrt{1+x_i^2}\right)\right]\times$$
$$\times\exp(-\gamma t/2),$$

где γ — постоянная распада $2P$-состояния.

А. и. представляет собой помещённую в вакуум систему из 2 электродов (создающих неадиабатически изменяющееся на границах поле), длина к-рой зависит от скорости атомов пучка и составляет обычно 1—50 см. Особенности тонкой структуры $2S_{1/2}$-, $2P_{1/2}$-уровней атомов водорода оптимально проявляются при $x \sim 1$, чему соответствует $E \sim 300$ В/см.

На рис. 3 показаны кривые интерференции компонент $2P$-состояния атома водорода (являющейся оптич. аналогом эффекта Пайса — Пиччони для системы $K^0-\bar{K}^0$; см. *К-мезоны*).

Наблюдение атомных состояний в течение длительного времени при помощи А. и. позволяет осуществить качественно новые эксперименты, поскольку картина интерференции, зарегистрированная в широком интервале сдвига фаз, чрезвычайно чувствительна к характеристикам её компонент. Одним из примеров применения А. и. является измерение лэмбовского сдвига в атоме водорода.

Из ф-лы для двухэлектродного интерферометра следует, что эксперим. зависимость выхода $2P$-атомов от

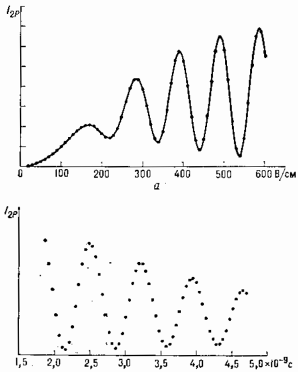


Рис. 3. Зависимость интенсивности I_{2P} компоненты $2P$ от напряжённости электрич. поля E для времени пролёта $t=2,5512 \times \times 10^{-9}$ с (*а*) и от t при $E=400$ В/см (*б*).

E и t позволяет в принципе найти величину δ_H. Однако определение её с точностью $\sim 10^{-6}$ оказывается затруднительным из-за сложного поведения атома в поле и неопределённости характеристик этого поля, особенно вблизи отверстий в электродах для прохода пучка.

Для точного измерения δ_H применяется т. н. двойной А. и. с двумя двухэлектродными системами (типа, изображённого на рис. 1), разделёнными промежутком L. Атом водорода в состоянии $2S_{1/2}$, пролетающий через такой интерферометр, последовательно подвергается действию неадиабатич. полей во входной и выходной электродных системах, к-рое приводит к перемешиванию состояний $2S$ и $2P$. Роль первой системы сводится к созданию суперпозиции $2S$-, $2P$-состояний из исходного состояния $2S$. Для того чтобы экспериментально найти сдвиг фаз $2S$- и $2P$-компонент пучка после пролёта атомом расстояния L, используется, в качестве анализатора, вторая двухэлектродная система, образующая компоненты $2P$-состояния как из $2P$-, так и из $2S$-состояний. Интерференцию этих компонент наблюдают при помощи детектора L_α-квантов.

Процессы, происходящие в интерферометре, удобно рассматривать в системе покоящегося атома. В этом случае на атом будут действовать два импульса электрич. поля, разделённые промежутком времени $t = (L/v)(1-v^2/c^2)$, где v — скорость атома. В промежутке между электродными системами, т. е. в области, где поля нет, состояния $2S$ и $2P$ являются собственными и их эволюция определяется точно. Поэтому можно написать точное выражение для вероятности $w(L)_{E_1, E_2}$, выхода $2P$-атомов после пролёта через двойной интерферометр как ф-ции длины L или времени пролёта t (E_1, E_2 — величины напряжённостей электрич. полей во входной и выходной двухэлектродных системах). Существенно, что при эксперим. определении зависимости $w(L)$ в качестве переменной L можно взять не абс. значение длины, а её приращение, отсчитанное от нек-рой произвольной точки.

Лит.: Соколов Ю. Л., Интерференция $2P_{1/2}$-состояния атома водорода, «ЖЭТФ», 1972, т. 63, с. 461. *Ю. Л. Соколов.*

АТОМНЫЙ НОМЕР, Z, — одна из осн. характеристик атома, равная заряду его ядра (в единицах элементарного электрич. заряда) и определяющая осн. свойства атома. А. н. равен числу протонов в ядре, для нейтрального атома — и электров в нём. В *периодической системе элементов* Менделеева элементы располагаются в порядке возрастания А. н. (отсюда принятый в химии синоним — порядковый номер), начиная с водорода ($Z=1$). Подробнее см. в ст. *Атом.*

АТОМНЫЙ РАДИУС — характеристика атома, позволяющая приближённо оценивать межатомные (межъядерные) расстояния в молекулах и кристаллах. Т. к. атомы не имеют чётких границ, при введении понятия «А. р.» подразумевают, что 90—98% электронной плотности атома заключено в сфере этого радиуса. А. р. имеют порядок 0,1 нм, однако даже небольшие различия в их значениях могут определять структуру построенных из них кристаллов, сказываются на равновесной геометрии молекул и т. д. Для мн. задач кратчайшие расстояния между атомами в молекулах и конденсированных средах можно считать суммой их А. р., однако такая аддитивность весьма приближённа и выполняется не во всех случаях. В зависимости от того, какие силы действуют между атомами (см. *Межатомное взаимодействие*), различают металлические, ионные, ковалентные и ван-дер-ваальсовы А. р.

Металлич. радиусы считаются равными половине кратчайшего расстояния между атомами в кристаллич. структуре элемента-металла, они зависят от координац. числа K. Если принять А. р. при $K=12$ за единицу, то при $K=8$, 6 и 4 А. р. того же элемента соотв. равны 0,98; 0,96; 0,88. Близость значений А. р. разных металлов — необходимое (хотя и недостаточное) условие взаимной растворимости *металлов* по типу замещения. Так, жидкие K и Li обычно не смешиваются и образуют два жидких слоя, а K с Rb и Cs образуют непрерывный ряд твёрдых растворов (А. р. Li, K, Pb и Cs равны соотв. 0,155; 0,236; 0,248; 0,268 нм). Аддитивность А. р. позволяет приближённо предсказывать параметры кристаллич. решёток интерметаллич. соединений.

Ионные радиусы используют для приближённых оценок межъядерных расстояний в ионных кристаллах. При этом считают, что расстояние между ближайшими катионом и анионом равно сумме их ионных радиусов. О точности, с к-рой выполняется указанная аддитивность А. р., можно судить на основании кратчайших межъядерных расстояний в кристаллах галогенидов щелочных металлов, приведённых ниже:

KF	0,266	KBr	0,329
NaF	0,231	NaBr	0,298
KCl	0,314	KI	0,353
NaCl	0,281	NaI	0,323

Разность А. р. ионов K^+ и Na^+, полученная сравнением межъядерных расстояний в KF и NaF, составляет 0,035 нм (А. р. иона F^- в кристаллах KF в NaF предполагаются одинаковыми), а для соединений KCl и NaCl она равна 0,033 нм, из соединений KBr и NaBr — 0,031 нм и из соединений KI и NaI — 0,030 нм. Т. о., типичная погрешность определения межъядерных расстояний в ионных кристаллах по А. р. $\sim$ 0,001 нм.

Существует неск. систем ионных А. р., отличающихся значениями А. р. индивидуальных ионов, но приводящих к *примерно* одинаковым межъядерным расстояниям. Впервые работа по определению ионных А. р. была проделана в 20-х гг. 20 в. В. М. Гольдшмидтом (V. M. Goldschmidt), опиравшимся, с одной стороны, на межъядерные расстояния в кристаллах, измеренные методами рентгеновского структурного анализа, а с другой — на значения А. р. F^- и O^{2-}, определённые методом *рефрактометрии* (соотв. 0,133 и 0,132 нм). Большинство др. систем также опирается на определённые дифракц. методами межъядерные расстояния в кристаллах и на нек-рое «реперное» значение А. р. определ. иона. В наиб. широко известной системе Полинга этим реперным значением является А. р. O^{2-}

(0,140 нм). В системе Белова и Бокия, считающейся одной из наиб. надёжных, А. р. O^{2-} принимается равным 0,136 нм. Ниже приведены значения радиусов нек-рых ионов:

	в системе Гольдшмидта	в системе Полинга		в системе Гольдшмидта	в системе Полинга
Li^+	0,078	0,060	Ba^{2+}	0,143	0,135
Na^+	0,098	0,095	F^-	0,133	0,136
K^+	0,133	0,133	Cl^-	0,181	0,181
Rb^+	0,149	0,148	Br^-	0,196	0,195
Cs^+	0,165	0,169	I^-	0,220	0,216
Mg^{2+}	0,078	0,065	O^{2-}	0,132	0,140
Ca^{2+}	0,106	0,099	S^{2-}	0,174	0,184
Sr^{2+}	0,127	0,113			

Для ионных кристаллов, имеющих одинаковые координац. числа, ср. отклонение суммы А. р., вычисленной по приведённым выше А. р., от опытных значений кратчайших межъядерных расстояний в ионных кристаллах составляет 0,001—0,002 нм.

В 70—80-х гг. были сделаны попытки прямого определения А. р. ионов путём измерения электронной плотности методами *рентгеновского структурного анализа* при условии, что минимум электронной плотности на линии, соединяющей ядра, принимается за границу ионов. Дифракц. измерения для кристаллов галогенидов щелочных металлов позволили получить А. р. катионов Li^+, Na^+, K^+, Rb^+ и Cs^+, равные соотв. 0,094; 0,117; 0,149; 0,163; 0,186 нм, а А. р. анионов F^-, Cl^-, Br^-, I^- — равные соотв. 0,116; 0,164; 0,180; 0,205 нм. Т. о. дифракц. измерения приводят к завышенным (по сравнению с традиционными, приведёнными выше) значениям А. р. катионов и к заниженным значениям А. р. анионов. А. р., найденные путём измерения распределения электронной плотности в кристалле, нельзя переносить от одного соединения к другому, а отклонения от их аддитивности слишком велики, поэтому такие А. р. не могут быть использованы для предсказания межъядерных расстояний.

К о в а л е н т н ы й р а д и у с определяется как половина длины одинарной хим. связи X — X (где X — элемент-неметалл). Для галогенов ковалентный А. р.— это половина межъядерного расстояния X — X в молекуле X_2, для S и Se — половина расстояния X — X в X_8, для углерода — половина кратчайшего расстояния C — C в кристалле алмаза. Ковалентные А. р. F, Cl, Br, I, S, Se и C соотв. равны 0,064; 0,099; 0,114; 0,133; 0,104; 0,117 и 0,077 нм. Для атома H А. р. принимают равным 0,030 нм (хотя половина длины связи H — H в молекуле H_2 равна 0,037 нм). Аддитивность ковалентных А. р. позволяет предсказывать кратчайшие межъядерные расстояния (длины связей) в многоатомных молекулах. Так, согласно этому правилу длина связи C — Cl должна быть равной 0,176 нм, а экспериментально полученное для этой величины значение в молекуле CCl_4 равно 0,177 нм. Ниже приведены ковалентные А. р. для атомов нек-рых элементов, вычисленные на основании длин одинарных связей:

H 0,032						
Li 0,123	Be 0,089	B 0,081	C 0,077	N 0,074	O 0,074	F 0,072
		Al 0,125	Si 0,117	P 0,110	S 0,104	Cl 0,099
			Ge 0,122	As 0,121	Se 0,117	Br 0,114
			Sn 0,140	Sb 0,141	Te 0,137	J 0,133

В молекулах, имеющих двойные или тройные хим. связи, используют уменьшенные значения ковалентных А. р., ибо кратные связи короче одинарных. Ниже приведены ковалентные радиусы атомов при образовании кратных связей:

	C	N	O	S	Se
для двойной связи	0,067	0,062	0,060	0,094	0,107
для тройной связи	0,060	0,055	0,055	0,087	—

В а н - д е р - в а а л ь с о в ы р а д и у с ы определяют эфф. размеры атомов благородных газов. Кроме того, ван-дер-ваальсовыми А. р. считают половину межъядерного расстояния между ближайшими одноимёнными атомами, не связанными между собой хим. связью и принадлежащими разным молекулам (напр., в молекулярных кристаллах). При сближении атомов на расстояние, меньшее суммы их ван-дер-ваальсовых радиусов, возникает сильное межатомное отталкивание. Поэтому ван-дер-ваальсовы А. р. характеризуют минимальные допустимые контакты атомов, принадлежащих разным молекулам. Ниже приведены значения ван-дер-ваальсовых атомных радиусов для нек-рых атомов:

H	0,11				
N	0,15	O	0,14	F	0,135
P	0,19	S	0,185	Cl	0,180
As	0,20	Se	0,200	Br	0,195
Sb	0,22	Te	0,220	I	0,215

Ван-дер-ваальсовы А. р. в ср. на 0,08 нм больше ковалентных А. р. Ионный А. р. для отрицательно заряженного иона (напр., Cl^-) практически совпадает с ван-дер-ваальсовым радиусом атома в нейтральном состоянии.

Знание ван-дер-ваальсовых А. р. позволяет определять форму молекул, конформации молекул и их упаковку в молекулярных кристаллах. Согласно принципу плотной упаковки, молекулы, образуя кристалл, располагаются таким образом, что «выступы» одной молекулы входят во «впадины» другой. Пользуясь этим принципом, можно интерпретировать имеющиеся кристаллографические данные, а в ряде случаев и предсказывать структуру молекулярных кристаллов.

Лит.: Б о к и й Г. Б., Кристаллохимия, 3 изд., М., 1971; П о л и н г Л., Общая химия, пер. с англ., М., 1974; К е м п б е л Д ж., Современная общая химия, пер. с англ., т. 1, М., 1975; К а р т м е л л Э., Ф о у л з Г. В. А., Валентность и строение молекул, пер. с англ., М., 1979. *В. Г. Дашевский.*

АТОМНЫЙ ФАКТОР — величина, характеризующая способность изолированного атома или иона когерентно рассеивать рентгеновское излучение, электроны, нейтроны. Величина А. ф. и его зависимость от угла рассеяния ϑ и длины волны излучения λ определяются физ. природой взаимодействия излучения с атомом. А. ф. определяет интенсивности дифракц. максимумов и их зависимости от ϑ и λ (см. *Дифракция рентгеновских лучей*, *Дифракция частиц*), он играет важную роль в *рентгеновском структурном анализе*, *электронографии*, *нейтронографии*.

Общее для всех типов излучения выражение для А. ф. $f(\boldsymbol{s})$ находящегося в определ. точке пространства атома в *борновском приближении* теории рассеяния имеет вид:

$$f(\boldsymbol{s}) = K \int_V \rho(\boldsymbol{r}) \exp[i(\boldsymbol{s}\boldsymbol{r})]\, dV, \qquad (1)$$

где $\rho(\boldsymbol{r})$ — распределение плотности рассеивающего компонента в атоме, $\boldsymbol{s} = \boldsymbol{k}_s - \boldsymbol{k}_0$ — вектор рассеяния, $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{k}_s$ — волновые векторы падающей и рассеянной волн соответственно; величину s определяет угол рассеяния ϑ: $s = 4\pi \sin \vartheta/\lambda$ (рис. 1). При рассеянии на кристалле $\boldsymbol{s}$ равен вектору

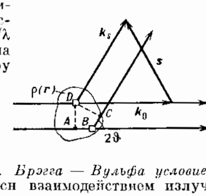


Рис. 1. Рассеяние излучения в точках B и D атома. Разность хода между лучами, рассеянными в точках B и D, равна $|AB| + |BC|$.

обратной решётки $\boldsymbol{g}$ (см. *Брэгга — Вульфа условие*). Множитель K определяется взаимодействием излучения с атомом; $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор точки пространства, в к-рой происходит рассеяние волны.

А. ф. (1) учитывает только потенциальное рассеяние излучения (без учёта возможных резонансных механизмов рассеяния).

Выражение (1) приобретает более простой вид, если считать, что ф-ция плотности $\rho(\boldsymbol{r})$ сферически симметрична:

$$f(s)=K\int_0^\infty 4\pi r^2\rho(r)\,\frac{\sin(sr)}{sr}\,dr, \qquad (2)$$

причём $f(s)$ становится ф-цией скалярного аргумента $s=4\pi\sin\vartheta/\lambda$. Множитель $\sin(sr)/sr$ под интегралом свидетельствует о том, что наиб. вклад в А. ф. вносят внутр. области атома. Из (2) следует также, что А. ф. монотонно убывает с ростом s. Это связано с тем, что волны с длиной $\lambda\leqslant a$ (a — радиус атома или к.-л. др. рассеивающей области), рассеянные разл. точками (напр., B и $Д$ на рис. 1) на угол $\vartheta\neq 0$ имеют сдвиг фаз и поэтому частично взаимно погашаются. В этом и состоит физ. смысл А. ф. Поскольку (1) представляет собой фурье-образ ф-ции плотности рассеивающей материи, то по эксперим. зависимостям А. ф. от $\sin\vartheta/\lambda$ можно определить $\rho(r)$.

Рентгеновское излучение рассеивается электронами атома, следовательно, **рентгеновский А. ф.** $f_{\rm p}(s)$ зависит от распределения электронной плотности в атоме $\rho(r)=|\psi(r)|^2$ (где $\psi(r)$ — *волновая функция* электронов в атоме) и монотонно возрастает с увеличением ат. номера Z элемента. Для линейно поляризованных рентгеновских лучей множитель K равен амплитуде рассеяния эл.-магн. излучения одним свободным электроном: $K=e^2/m_ec^2\cdot\sin\theta$, где e и m_e — заряд и масса электрона соответственно, а θ — угол между волновым вектором рассеянной волны k_s и направлением электрич. поля $\boldsymbol{E}$ падающей волны. $f_{\rm p}$ обычно выражается в относит. единицах амплитуды рассеяния σ-поляризованной волны ($\theta=\pi/2$) одним свободным электроном (рис. 2). При рассеянии на угол $\vartheta=0$, когда все электроны рассеивают в фазе, $f_{\rm p}$ равен числу электронов в атоме: $f_{\rm p}(0)=\int_0^\infty 4\pi r^2\rho(r)\,dr=Z$. Абс. величина $f_{\rm p}\sim$ $\sim 10^{-11}$ см.

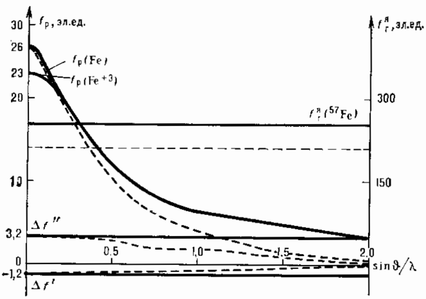


Рис. 2. Зависимости $f_{\rm p}$, $\Delta f'$, $\Delta f''$ и $f^{\rm я}_{\rm r}$ от $\sin\vartheta/\lambda$. Пунктиром показаны те же зависимости с учётом температурного фактора для базоцентрированной решётки Fe. Дебаевская температура 355 K.

Если частота излучения близка к частоте K- или L-края поглощения (см. *Рентгеновские спектры*), то А. ф. увеличивается за счёт аномальной дисперсии на величину $\Delta f_{K,\,L}=\Delta f'_{K,\,L}+i\Delta f''_{K,\,L}$. В первом приближении $\Delta f'_{K,\,L}$ и $\Delta f''_{K,\,L}$ не зависят от угла рассеяния ϑ (рис. 2), т. к. радиусы K- и L-оболочек обычно много меньше λ. При достаточной близости к краю поглощения поправка на аномальную дисперсию может быть порядка потенциального вклада в А. ф.

Обычно ядра атомов из-за большой величины массы протонов m_p дают ничтожно малый (в сравнении с электронным вкладом $f^{\rm э}_{\rm p}$) вклад в рентгеновский А. ф., т. к. $f^{\rm я}_{\rm p}\sim m_p^{-1}$, а $f^{\rm э}_{\rm p}\sim m_e^{-1}$, т. е. $f^{\rm я}_{\rm p}/f^{\rm э}_{\rm p}\sim m_e/m_p\approx$ $\approx 0{,}5\cdot 10^{-3}$. Однако при рассеянии излучения на ядрах нек-рых изотопов, имеющих низколежащие гамма-резонансы (см. *Мёссбауэра эффект*), ядерный вклад в области частот вблизи резонанса может быть большим (до $\sim 10^2 f^{\rm э}_{\rm p}$), причём он сильно зависит от частоты, в отличие от $f^{\rm э}_{\rm p}$, величина к-рого от частоты практически не зависит. В отсутствие сверхтонких взаимодействий $f^{\rm я}_{\rm p}$ не зависит от ϑ, т. к. $\lambda\gg\theta$.

Электроны взаимодействуют с электростатич. потенциалом $S(\boldsymbol{r})$ атома. Следовательно, **электронный А. ф.** $f_{\rm э}(\boldsymbol{s})$ (рис. 3) отражает распределение $S(\boldsymbol{r})$ внутри атома. $f_{\rm э}(\boldsymbol{s})$ зависит не только от числа электронов в атоме, но и от размеров электронных оболочек, что приводит к немонотонной зависимости $f_{\rm э}$ от Z.

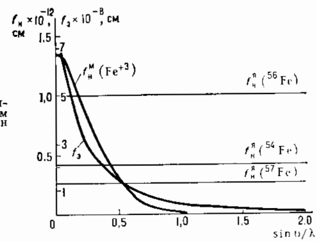
Для электронов $K=2\pi m_ec/h^2$. Электронная плотность атома $\rho(r)$ и потенциал $S(r)$ связаны ур-нием Пуассона, поэтому $f_{\rm p}$ и $f_{\rm э}$ взаимосвязаны:

$$f_{\rm э}(s)=\frac{8\pi^2m_ec}{h^2}\cdot\frac{Z-f_{\rm p}(s)}{s^2},$$

откуда видно, что $f_{\rm э}$ более резко зависит от s, чем $f_{\rm p}$, и более слабо от Z. Абс. величина $f_{\rm э}\sim 10^{-8}$ см, т. е. электроны значительно сильнее рентгеновских лучей взаимодействуют с веществом.

К А. ф. $f_{\rm p}$ и $f_{\rm э}$ тесно примыкает **нейтронный ядерный фактор** $f_{\rm н}$ (обычно обозначается b). Он не зависит от угла падения, т. к. длина волны де Бройля для нейтронов много больше радиуса атомного ядра, не имеет никакой определ. зависимости от Z и очень сильно меняется даже для изотопов одного элемента (рис. 3). Значения b не поддаются расчёту и определяются опытным путём (см. *Нейтронная оптика*). Абс. значения $b\sim 10^{-12}$ см, т. е. нейтроны заметно слабее рентгеновских лучей взаимодействуют с веществом.

Рис. 3. Зависимости $f_{\rm э}$, $f^{\rm я}_{\rm н}$ и $f^{\rm м}_{\rm н}$ от $\sin\vartheta/\lambda$.



Нек-рые ядра имеют низколежащие нейтронные резонансы, в результате чего в b присутствуют как потенциальный, так и резонансный вклад. При этом b может стать отрицат. величиной. В зависимости от взаимной ориентации спина ядра S и спина нейтрона b может иметь два значения: b^- — для антипараллельной ориентации и b^+ — для параллельной, тогда

$$b=\frac{S}{2S+1}\,b^-+\frac{S+1}{2S+1}\,b^+.$$

Наряду с b в магнитоупорядоченных объектах можно ввести **магнитный нейтронный А. ф.** $f^{\rm м}_{\rm н}$ (обозначается p), к-рый описывает когерентное рассеяние нейтронов на регулярно расположенных в пространстве магн. моментах атомов или ионов.

Ф-ция $p(\vartheta)$ монотонно падает с ростом угла ϑ. Поскольку магн. моменты атомов определяются магн. моментом внеш. оболочек атомов, то зависимость p от ϑ более резкая, чем у $f_{\rm p}$. Абс. величина $p\sim 10^{-12}$ см. В зависимости от взаимной ориентации спина нейтрона и магн. момента атома p может быть как положит., так и отрицат. величиной. Полный нейтронный А. ф. в магнитоупорядоченных средах равен сумме $b+p$.

Выражение (1) определяет А. ф. неподвижного атома. Колебания кристаллич. решётки приводят к появлению в (1) т. н. температурного фактора. Колебания атома вблизи положения равновесия эффективно увеличивают его радиус и, следовательно, сдвиги фаз между волнами, рассеянными на ненулевой угол, становятся больше, что усиливает эффект деструктивной интерференции между ними. Это и учитывает температурный фактор. Зависимость А. ф. от $\sin\vartheta/\lambda$ при учёте темп-ры становится ещё более резкой (рис. 2).

Лит.: Пинскер З. Г., Дифракция электронов, М.—Л., 1949, гл. 7; Джеймс Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950, гл. 3—5; Миркин Л. И., Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов, М., 1961; Электронная микроскопия тонких кристаллов, пер. с англ., М., 1968, гл. 4; Иверонова В. И., Ревкевич Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1978, гл. 1, 4; Нозик Ю. З., Озеров Р. П., Хенниг К., Структурная нейтронография, М., 1979, гл. 2; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 1, М., 1979; Изюмов Ю. А., Найш В. Е., Озеров Р. П., Нейтронография магнетиков, М., 1981, гл. 5; International tables for x-ray cristallography, v. 4— Revised and supplementary tables to volumes 2 and 3, Birmingham, [1973].

А. В. Колпаков.

АТТЕНЮА́ТОР (от франц. attenuer — ослаблять) — устройство, предназначенное для уменьшения или изменения амплитуды электрич. сигналов или мощности эл.-магн. колебаний. Существуют А. с фиксированным ослаблением в рабочем диапазоне частот, ступенчатым или плавным изменением ослабления в заданных пределах. По принципу действия А. делятся на поглощающие, в к-рых уменьшение мощности происходит в результате её поглощения в материалах с большими потерями либо в активном сопротивлении полупроводникового диода (электрически управляемые А.), и предельные, в к-рых уменьшение мощности происходит вследствие ослабления её при передаче по запредельному *волноводу* (рабочая частота меньше критической). Для работы в диапазоне частот от сотен кГц до неск. МГц в качестве А. используют *делители напряжения*.

К числу осн. характеристик А. относятся: величина вносимого ослабления, пределы регулирования ослабления, допустимая мощность рассеивания, диапазон рабочих частот. А. применяют в качестве калибровочных устройств в измерит. схемах, для развязки измерит. схем и источника колебаний, для установки уровня сигнала в приёмниках и т. д. Конструктивно А. оформляются в виде отдельного функционального узла или встраиваются в измерит. прибор. *П. Е. Мелапченко.*

АТТО... (от дат. atten — восемнадцать), а, — приставка для образования наименования дольной единицы, равной 10^{-18} доле исходной единицы.

АФОКА́ЛЬНАЯ СИСТЕ́МА (от греч. а — отрицат. частица и фокус) — оптич. система, фокусное расстояние к-рой бесконечно велико, частный случай телескопич. системы, отличающийся тем, что её увеличение близко к единице. А. с. состоит из одной или неск. тонких линз, расположенных близко друг к другу. Примерами А. с. являются афокальные компенсаторы, помещаемые на пути пучков лучей для исправления аберраций без изменения общего хода лучей. Наиб. часто применяемые А. с. состоят из двух линз из одного и того же материала с одинаковыми по значению и противоположными по знаку оптич. силами; не влияя на хроматич. аберрацию, можно в общем случае исправить две аберрации, напр. *сферическую аберрацию* и *кому*. В светосильных системах применяются 3- и 4-линзовые А. с. В комбинации со сферич. зеркалом такие компенсаторы позволяют получить большое поле зрения ($20°\div30°$) при относит. отверстии, близком к 1 : 1 (объективы для наблюдения движущихся небесных тел — метеоритов, болидов и др.). Афокальными можно условно считать все оптич. системы, состоящие из плоских поверхностей, напр. отражат. и спектральные призмы.

Лит.: Слюсарев Г. Г., Расчет оптических систем, Л., 1975, гл. 4. *Г. Г. Слюсарев.*

АХРОМА́Т (от греч. achrōmatos — бесцветный) — оптич. система, в к-рой устранена *хроматическая аберрация* для лучей двух длин волн λ_1 и λ_2. В линзовых оптич. системах ахроматизация достигается в результате использования материалов, обладающих существенно различной дисперсией $n_{\lambda_1}-n_{\lambda_2}$. Преим. используются *оптические стёкла* типов «крон» и «флинт», первое из к-рых обладает меньшей, а второе большей дисперсией. Простейший А. состоит из двух склеенных между собой линз.

Лит. см. при ст. *Аберрации оптических систем.*

А. П. Грамматин.

АЭРОАКУ́СТИКА — раздел физики, находящийся на стыке аэродинамики и акустики, в к-ром изучаются проблемы аэродинамич. генерации звука, акустики движущихся газовых потоков, взаимодействия звука с потоком и методы снижения аэрошумов. А. в осн. имеет дело со звуком, создаваемым аэродинамич. силами и возмущениями, к-рые возникают в самом потоке, а не приложенными извне силами или колебаниями, как в классич. акустике. Впервые теоретич. вопросы образования звука при движении потоков жидкости были рассмотрены Дж. Рэлеем (1877). Однако практич. применение А. получила позднее, после работ Л. Я. Гутина о шуме вращения винта (1936), Д. И. Блохинцева по акустике движущейся среды (1946) и М. Д. Лайтхилла (M. J. Lighthill) о шуме турбулентных струй (1952—54).

Аэрошумы можно разделить на два класса: образующиеся при смешении частиц среды в потоке и при обтекании потоком твёрдых тел. К первому классу можно отнести шум струи, ко второму — шум обтекания проводов (т. н. эоловы тона), винтов, вентиляторов и т. д. Шумы гидродинамич. происхождения изучает *гидроакустика*.

Осн. причиной аэродинамич. генерации звука является образование вихрей (см. *Вихревое движение*) и их ускоренное движение в неоднородном поле течения при обтекании тел, помещённых в поток, а также при истечении газа в покоящуюся или движущуюся среду. Нестационарные составляющие потока в пограничных слоях около обтекаемых тел или в свободных слоях, таких как зона смешения струи, приводят к непрерывной генерации вихрей и увеличению *турбулентности* потока. Вследствие сжимаемости среды часть энергии потока уходит на бесконечность в виде акустич. излучения. Для образования аэрошумов важную роль играют тепловые процессы, протекающие при горении, а также в потоках нагретых газов, для к-рых, помимо завихрённости потока, существенны неоднородности энтропии, проявляющиеся в виде температурных пятен. Энтропийные неоднородности, с одной стороны, индуцируют дополнит. завихрённость, а с другой — непосредственно генерируют звук.

Осн. ур-нием А. является неоднородное конвективное волновое ур-ние (наз. ур-нием Блохинцева — Хоу), к-рое при условии адиабатичности, т. е. постоянстве энтропии, имеет вид:

$$\left\{\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{c^2}\frac{D}{Dt}\right)+\frac{1}{c^2}\frac{Dv}{Dt}\nabla-\nabla^2\right\}B=\mathrm{div}\,L-\frac{1}{c^2}\frac{Dv}{Dt}L, \quad (*)$$

где $B=H+v^2/2$, $\frac{D}{Dt}=\frac{\partial}{\partial t}+v\nabla$, $L=\Omega\times v-T\nabla S$, H — энтальпия, Ω — завихрённость, S — энтропия, T — температура, v — скорость потока, c — скорость звука, t — время. При этом энтальпия торможения B связана со звуковым давлением p соотношением: $\partial p/\partial t=\rho DB/Dt$ (ρ — плотность среды). Уравнение (*) — следствие законов сохранения массы и кол-ва движения, а также ур-ния состояния идеального газа. Левая часть ур-ния описывает распространение звука в произвольном неоднородном потоке, правая — характеризует источники звука, внутренне связанные с потоком и определяемые завихрённостью потока и градиентами энтропии. Источники звука локализуются в тех областях потока, где завихрённость и градиенты энтропии отличны от нуля; вне этих областей звук только распространяется, взаимодействуя с безвихревым изэнтропийным осн. потоком. На основании ур-ния (*) можно получить в общем виде выражение для определения звукового давления. Однако практич. применение его ограничено вследствие сложности решения, поэтому в А. пользуются упрощающими предположениями и аналогиями.

Для турбулентных струй применяется аналогия Лайтхилла, согласно к-рой значения энтропии и плотности струи считаются постоянными и равными значениям этих величин в окружающей среде, а также считается, что излучение звука струёй происходит в неподвижную среду; обратное воздействие излучённого звука на поток при этом не учитывается. В этом случае ур-ние (*) принимает вид:

$$\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2}-c_0^2\frac{\partial^2\rho}{\partial x_i^2}=\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i\partial x_j},$$

где тензор напряжения $T_{ij}=\rho_0 u_i u_j$, ρ_0 и c_0 — плотность и скорость звука в невозмущённой среде. Т. о., согласно аналогии Лайтхилла турбулентный поток вызывает такие флуктуации плотности и давления, к-рые образуются в стационарной среде под действием напряжений T_{ij}. Предположения, лежащие в основе теории Лайтхилла, справедливы при малых числах M потока (*М — Маха число*). При больших числах M становятся существенными эффекты рефракции и рассеяния звука, вызванные влиянием скорости потока в струе, и аналогия Лайтхилла неприменима. Для дозвуковых турбулентных струй Лайтхилл установил подтверждённый впоследствии экспериментально «закон восьмой степени» зависимости мощности шума от скорости истечения струи. В результате для турбулентной струи оказалось возможным найти спектр шума, создаваемого всей струёй и её отд. участками, расположенными на разл. расстояниях от начала истечения. Турбулентная струя создаёт широкополосный, практически сплошной шум; максимум звуковой мощности наблюдается при *Струхаля числе* $Sh=fD/v=0{,}3$ (где D и v — диаметр и скорость струи в нач. сечении на выходе из трубы, сопла, f — характерная частота звуковых колебаний). Вблизи выходного сопла излучается высокочастотный шум, вдали — низкочастотный. Осн. часть звуковой мощности (~80%) генерируется участком струи длиной, равной 10 диаметрам струи на выходе из сопла. При сверхзвуковых скоростях истечения в спектре шума струи отчётливо проявляются дискретные составляющие, обусловленные скачками уплотнения в струе и колебаниями всей струи.

Несмотря на то, что акустич. энергия струи составляет всего 0,1% её кинетич. энергии, с ростом мощности источников шума (реактивные и ракетные двигатели самолётов и ракет), шум, создаваемый струями, достигает высоких уровней, и поэтому разрабатываются эфф. меры по снижению шума выхлопных струй, как активные, так и пассивные. Активные — предусматривают воздействие на процесс турбулентного перемешивания струи с окружающей средой с целью интенсификации перемешивания и уменьшения градиента ср. скорости, т. е. снижения шума в источнике, пассивные — предназначены для снижения уже образовавшегося шума с помощью звукопоглощающих конструкций и материалов и установки преград на пути распространения звука.

Для воздушных винтов используется подход Гутина, в к-ром действие движущихся лопастей на окружающую среду заменяется моделью источников в виде элементарных сил давления, распределённых по лопасти, и моделью источников, обусловленных вытеснением среды телом лопасти. Спектр шума винта имеет гармонич. составляющие, частота к-рых пропорциональна произведению числа лопастей на число оборотов винта; в спектре также присутствуют составляющие широкополосного шума обтекания лопасти и дискретные составляющие, обусловленные вытеснением объёма среды лопастью. Шум других лопаточных машин (компрессор, вентилятор, турбина) аналогичен шуму винта, однако в спектре их снижается доля дискретных составляющих и возрастает роль вихревого шума обтекания, что обусловлено увеличением числа лопастей (лопаток) и скоростью вращения машины. В ряде случаев скорость обтекания достигает скорости звука и даже становится больше её, что приводит к возрастанию вихревого шума и появлению звуковых колебаний, связанных с появлением ударных волн. Большую роль в образовании шума многоступенчатых лопаточных машин играют нестационарные аэродинамич. нагрузки на лопасти, обусловленные влиянием аэродинамич. следа от лопастей предыдущего аппарата. Снижение шума таких источников достигается в результате уменьшения окружной скорости, увеличения расстояния между направляющим аппаратом и рабочим колесом, увеличения числа и ширины лопастей у воздушного винта и т. д.

Значит. внимание в А. уделяется вопросам распространения звука в канале с импедансными стенками (см. *Импеданс акустический*), что обусловлено необходимостью создания глушителей шума, обеспечивающих снижение шума по пути его распространения. Решение ур-ния (*) позволяет для известного в нач. сечении канала звукового поля подобрать импеданс стенок, обеспечивающий макс. снижение шума в выбранном диапазоне частот. Выбор характеристик импеданса определяется уровнем звукового давления в канале, скоростью потока и параметрами пограничного слоя на стенке. Наличие газового потока в канале, движущегося в направлении распространения звуковой волны, приводит к снижению затухания в области низких частот и увеличению его в области высоких по сравнению с затуханием в канале без потока. При распространении звука против потока затухание увеличивается на низких частотах и уменьшается на высоких.

Лит.: Гутин Л. Я., О звуковом поле вращающегося воздушного винта, «ЖТФ», 1936, т. 6, с. 899; Блохинцев Д. И., Акустика неоднородной движущейся среды, 2 изд., М., 1981; Аэрогидромеханический шум в технике, пер. с англ., М., 1980; Голдстейн М. Е., Аэроакустика, пер. с англ., М., 1981; Мунин А. Г., Кузнецов В. М., Леонтьев Е. А., Аэродинамические источники шума, М., 1981; Авиационная акустика, ч. 1—2, М., 1986; Lighthill M. J., On sound generated aerodynamically. I—II, «Proc. Roy. Soc. Ser. A», 1952, v. 211, № 1107, p. 564; 1954, v. 222, № 1148, p. 1.

А. Г. Мунин.

АЭРОДИНА́МИКА (от греч. aḗr — воздух и dýnamis — сила) — раздел *гидроаэромеханики*, в к-ром изучаются законы движения воздушной (более общо — газообразной) среды и её силового взаимодействия с движущимися в ней твёрдыми телами, гл. обр. близкими по форме к используемым в авиации (крыло, удлинённое тело вращения и т. п.) и в ракетно-космич. технике (корпус ракеты, спускаемый аппарат и т. п.). Кроме собственно А. как общего раздела гидроаэромеханики, развились её нек-рые спец. прикладные области. Так, изучение движения самолёта в целом составило содержание А. самолёта, а отд. вопросы, потребовавшие углублённого рассмотрения движений самолёта и др. летат. аппаратов и их устойчивости, привели к появлению самостоят. отрасли — динамики полёта в атмосфере. Широкая область неавиац. применений А. получила наименование промышленной А. К ней обычно относят теорию и расчёт воздуходувок, ветровых двигателей, струйных аппаратов (напр., эжекторов) и др.

Обширную область совр. прикладной А. составляет А. лопаточных машин — насосов, компрессоров, турбин и А. реактивных двигателей. Изучение движения тел в сильно разреженной атмосфере (на больших высотах) вызвало появление нового раздела А.— *динамики разреженных газов*. Интенсивное изучение вопросов до- и сверхзвуковых движений воздуха и вообще газов привело к развитию самостоят. раздела гидроаэромеханики — *газовой динамики*. В А. как простейший её раздел входит *аэростатика*.

Теоретич. А. базируется на общих ур-ниях гидроаэромеханики. При этом для изучения сравнительно простых вопросов движения жидкости или газа вокруг тел и давления потока на них в А. довольствуются в первом приближении ур-ниями движения несжимаемой жидкости, т. е. ур-ниями *гидродинамики* (случай малых скоростей, точнее *Маха чисел* $M \ll 1$), и сжимаемой идеальной жидкости (случай больших скоростей, точнее чисел $M \gtrsim 1$). При рассмотрении более сложных вопросов — *аэродинамического сопротивления* и теплоотдачи тел, а также для изучения деталей движения вблизи поверхности тел и в «следу» за ними, в частности вопросов нарушения обтекаемости тел, в А. применяют ур-ния движения вязких жидкости и газа (*Навье — Стокса уравнения*).

Наличие в реальных жидкостях и газах внутр. трения (вязкости) вносит существ. поправки в А. идеальной жидкости. Возникает отсутствующее в идеальной жидкости сопротивление (см. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*); распределение давлений по поверхности обтекаемого тела, а следовательно, и подъёмная сила искажаются *пограничным слоем*, возникающим на поверхности тела из-за вязкости. При турбулентном режиме течения используются разл. ур-ния переноса импульса, энергии и напряжения, трактуемые в теории *турбулентности*. Наиб. трудности вызывает изучение и расчёт вихревых и *отрывных течений*.

Осн. значение среди разделов А. имеют теории крыла самолёта, винта гребного, самолёта и ротора (вертолёта), базирующиеся на общем учении о подъёмной силе крыла бесконечного размаха в плоско-параллельном потоке и крыла конечного размаха в пространственном потоке, а также на изучении явления интерференции (взаимодействия) частей самолёта: крыла и фюзеляжа, крыла и мотогондол, фюзеляжа и оперения и т. п. Особое значение в А. самолёта имеют проблемы *нестационарного течения*, вибраций крыла и оперения (см. *Аэроупругость*). Большие скорости полёта приводят к значит. усложнению всех этих явлений и требуют углубления теоретич. методов и значит. развития эксперим. техники. Развитие ЭВМ и ряда разделов вычислит. математики позволило решить мн. задачи теоретич. и прикладной А. численными методами.

Для определения численных значений коэфф. сил и моментов, действующих на тело со стороны воздушного потока, проводят *аэродинамический эксперимент*, для чего используются *аэродинамические трубы*, в к-рых подвергаются обдувке модели частей самолётов и др. летат. аппаратов.

Лит.: Фабрикант Н. Я., Аэродинамика, М., 1964; Краснов Н. Ф., Аэродинамика, ч. 1—2, 3 изд., М., 1980; Гинзбург И. П., Аэрогазодинамика. (Краткий курс), М., 1966; Горлин С. М., Экспериментальная аэромеханика, М., 1970. *Л. Г. Лойцянский.*

АЭРОДИНА́МИКА РАЗРЕ́ЖЕННЫХ ГА́ЗОВ — см. *Динамика разреженных газов.*

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ СИ́ЛА — см. *Аэродинамические сила и момент.*

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ТРУБА́ — установка, создающая поток газа (в большинстве случаев воздуха) с целью изучения воздействия его на обтекаемый объект — самолёт, ракету, автомобиль, корабль, спускаемый космич. аппарат, мост, здание и др., а также эксперим. изучения аэродинамич. явлений. А. т.— осн. оборудование аэродинамич. центров и лабораторий. Принцип обратимости движения, согласно к-рому перемещение тела в неподвижном воздухе может быть заменено движением воздуха относительно неподвижного тела, при соблюдении условий *подобия теории* позволяет получать значение силовых и тепловых нагрузок, действующих на летат. аппарат, испытывая его модель в А. т. Геометрически подобная натурному изделию модель устанавливается в рабочую часть А. т. Для того чтобы безразмерные значения *аэродинамических сил и моментов* — *аэродинамические коэффициенты*, полученные в А. т., были равны аналогичным величинам для натурного объекта в полёте, необходимо: исключить или максимально ослабить влияние ограниченности потока — стенок А. т. или границ свободной струи; обеспечить в рабочей части А. т. перед моделью равномерный, однородный поток и те же значения критериев подобия — *Маха числа* $M = v/a$, *Рейнольдса числа* $Re = vl\rho/\mu$, а для полёта на больших высотах и *Кнудсена числа* $Kn = \lambda/l$, что и для натурного объекта (здесь l — характерный размер модели, v — скорость движения газа, a — скорость звука, ρ — плотность, μ — коэфф. динамич. вязкости, λ — длина свободного пробега молекул газа перед моделью).

Существующие А. т. можно разделить на группы по числу M перед моделью: дозвуковые с числами $M < 1$, сверхзвуковые с числами $M > 1$ и трансзвуковые с числами $0{,}8 < M < 1{,}2$. Кроме того, иногда в особую группу выделяют ударные, импульсные и электродуговые А. т., обеспечивающие большие значения числа M при высоких темп-рах торможения рабочего газа, а также А. т., в к-рых моделируется обтекание тел на больших высотах.

Дозвуковые аэродинамич. трубы. Дозвуковая А. т. постоянного действия (рис. 1) состоит из рабочей части *1*, обычно имеющей вид цилиндра с поперечным сечением в форме круга или прямоугольника (иногда

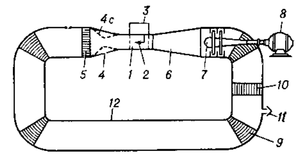


Рис. 1. Дозвуковая аэродинамическая труба.

эллипса или многоугольника). Исследуемая модель *2* крепится спец. державками к стенке рабочей части А. т. или к аэродинамическим весам *3*. Перед рабочей частью расположено сопло *4*, обеспечивающее поток газа с заданными и постоянными по сечению величинами скорости, плотности и темп-ры. Для выравнивания потока перед соплом, гашения вращат. скоростей и уменьшения турбулентности служит выравнивающая решётка

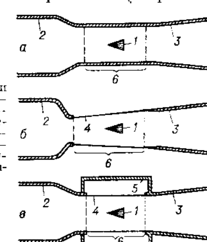


Рис. 2. Схема рабочей части аэродинамической трубы (*а* — закрытая, *б* — открытая, *в* — открытая рабочая часть с камерой Эйфеля): *1* — модель; *2* — сопло; *3* — диффузор; *4* — струя газа, выходящего из сопла; *5* — камера Эйфеля; *6* — длина рабочей части.

(хонейкомб) *5*. Диффузор *6* уменьшает скорость и повышает давление потока, выходящего из рабочей части. Компрессор (вентилятор) *7*, приводимый в действие силовой установкой *8*, компенсирует потери энергии, направляющие лопатки *9* уменьшают потери; *12* — обратный канал. Радиатор *10* обеспечивает постоянство темп-ры газа в рабочей части. Если в к.-л. сечении канала А. т. статич. давление должно равняться атмосферному, в нём устанавливается клапан *11*.

В зависимости от конструктивного оформления различают А. т. с закрытой или открытой рабочей частью (рис. 2, *а* и *б*). Если необходимо создать А. т. с открытой рабочей частью, статич. давление в к-рой не равно атмосферному, струю в рабочей части отделяют от атмосферы т. н. камерой Эйфеля (рис. 2, *в*).

А. т., схема к-рой приведена на рис. 1, относится к типу т. н. замкнутых А. т. Существуют также разомкнутые А. т., в к-рых газ к соплу подводится из атмосферы или спец. ёмкостей. Если статич. давление потока после диффузора ниже атмосферного, то воздух выпускается в газгольдер низкого давления или его давление повышается до атмосферного компрессором или эжектором. Размер сечения рабочей части дозвуковых А. т. колеблется в широком диапазоне — от больших А. т. для испытаний натурных объектов до миниатюрных настольных установок. На малых моделях в А. т. невозможно обеспечить подобие по числу Re, т. к. пропорционально уменьшению линейного размера необходимо увеличивать плотность или скорость потока. Существ. особенность дозвуковых А. т.— возможность изменения скорости газа в рабочей части за счёт изменения перепада давления, даваемого компрессором.

Мощность энергетич. установки А. т. определяется ф-лой, в к-рую входят критерии подобия M и Re:

$$P = \frac{1}{K_y} \frac{S}{2l^2} Re^2 M \frac{\mu^2 a^2}{kp}, \qquad (1)$$

где $K_y = \eta_в K_т$ — качество установки; $\eta_в$ — кпд вентилятора; $K_т = \frac{0{,}5\rho S v^3}{\Sigma N_{потерь}}$ — качество А.т., т. е. отношение кинетич. энергии массы газа, протекающего через рабочее сечение в 1 с, к сумме потерь энергии, возникающих при течении газа по всей А. т.; S — площадь сечения рабочей части; $k = c_p/c_V$ — отношение уд. теплоёмкостей; p — статич. давление газа в рабочей части. Качество установки характеризует совершенство конструктивной схемы А. т. У дозвуковых А. т. больших размеров с закрытой рабочей частью K_y достигает 8, А. т. с открытой рабочей частью диам. ок. 2 м имеют $K_y \approx 3$.

При условии K_y = const, согласно (1), $P \sim M$, Re^2 и обратно пропорциональна p. Для уменьшения мощности установки при заданных значениях чисел M и Re создают т. н. А. т. перем. плотности, давление в рабочей части к-рых достигает 2,5 МПа.

Сверхзвуковые аэродинамич. трубы по схеме аналогичны дозвуковым. Для получения в рабочей части потока с числом $M > 1$ применяется сверхзвуковое *сопло 4 с* (рис. 1), состоящее из сужающейся (дозвуковой) и расширяющейся (сверхзвуковой) частей; в миним. (критич.) сечении скорость газа равна скорости звука. Число M, получаемое в рабочей части, определяется отношением $F/F_{кр}$ площадей сечения рабочей части F и критич. сечения сопла $F_{кр}$. Для изменения числа M в рабочей части применяют сменные или регулируемые сопла, позволяющие менять отношение $F/F_{кр}$. Рабочая часть сверхзвуковых А. т. аналогична рабочей части дозвуковых. В *диффузоре* сверхзвуковой А. т., состоящем, как и сопло, из сужающегося и расширяющегося участков, сверхзвуковая скорость переходит в дозвуковую с образованием *ударных волн*, поэтому торможение газа в сверхзвуковых диффузорах сопровождается большими потерями энергии, к-рые быстро увеличиваются с ростом числа M. Для повышения эффективности диффузора торможение сверхзвуковой струи осуществляется в системе косых скачков уплотнения; при этом положение стенок диффузора и, в частности, размер его миним. сечения иногда делают регулируемыми в процессе запуска А. т. Необходимые для работы сверхзвуковой А. т. степень сжатия компрессора и мощность силовой установки быстро увеличиваются по мере роста числа M. С увеличением скорости воздуха, изоэнтропически расширяющегося в сверхзвуковом сопле, уменьшаются его темп-ра и давление в соответствии с ур-ниями

$$T = \frac{T_0}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \quad \text{и} \quad p = \frac{p_0}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{k/k-1}}.$$

При этом относит. влажность воздуха, обычно содержащего водяные пары, возрастает, и при числе $M \approx 1{,}2$ происходит конденсация паров воды, сопровождающаяся образованием ударных волн — *скачков конденсации*, существенно нарушающих равномерность потока в рабочей части А. т. Для предотвращения скачков конденсации влага из воздуха, циркулирующего в А. т., удаляется в осушителях.

Одним из осн. преимуществ сверхзвуковых А. т. непрерывного действия, осуществляемых по схеме, аналогичной схеме дозвуковой А. т. (рис. 1), является возможность проведения опытов значит. продолжительности. Однако для решения мн. задач аэродинамики это преимущество не является решающим. Недостатки таких А. т.— необходимость создания энергетич. установок большой мощности и трудности, возникающие при числах $M > 4$ вследствие быстрого роста необходимой степени сжатия компрессора. Поэтому широкое распространение получили т. н. баллонные А. т., к-рые

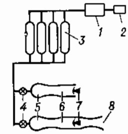


Рис. 3. Две аэродинамические трубы с повышенным давлением на входе в сопло и атмосферными давлениями на выходе из сопла (верхняя труба) и из диффузора (нижняя): *1* — компрессор высокого давления; *2* — осушитель воздуха; *3* — батарея баллонов; *4* — дроссельные краны; *5* — ресивер сопла; *6* — сопло; *7* — модель; *8* — диффузор.

создаются по незамкнутой схеме и могут быть отнесены к одной из двух групп. Установки 1-й группы (рис. 3) применяются для получения чисел $M \leqslant 5$; они позволяют получать большие числа Re при относительно малой мощности компрессоров. Малый секундный расход воздуха через компрессор даёт возможность создавать небольшие по размерам и хорошо работающие осушители воздуха. Давление в баллонах воздушного аккумулятора может достигать 100 МПа. А. т. 2-й группы (рис. 4) используются, когда необходимо получить числа $M > 5$ при достаточно больших значениях числа Re.

Одной из осн. особенностей А. т. больших чисел M ($M > 5$) является необходимость подогрева воздуха во избежание его конденсации в результате быстрого понижения темп-ры с ростом числа M. В отличие от водяных паров, воздух при давлениях в рабочей части $p > 1$ кПа (10мм рт. ст.) конденсируется без заметного переохлаждения. Конденсация его существенно изменяет свойства струи, вытекающей из сопла, и делает её практически непригодной для аэродинамич. эксперимента. Предельное число M_c, соответствующее началу

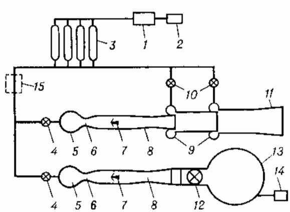


Рис. 4. Две аэродинамические трубы с повышенным давлением на входе в сопло и с пониженным давлением на выходе из диффузора, создаваемым двухступенчатым эжектором (верхняя труба) и вакуумным газгольдером (нижняя): *1* — компрессор высокого давления; *2* — осушитель воздуха; *3* — баллоны высокого давления; *4* — дроссельный кран; *5* — ресивер сопла; *6* — сопло; *7* — модель; *8* — диффузор аэродинамической трубы; *9* — эжекторы; *10* — дроссельные краны; *11* — диффузор эжектора; *12* — быстродействующий кран; *13* — вакуумный газгольдер; *14* — вакуумный насос; *15* — подогреватель воздуха.

равновесной конденсации воздуха, является ф-цией полного давления p_0 и темп-ры T_0 газа, расширяющегося в сопле (рис. 5). Для предотвращения конденсации воздух подогревается до заданной темп-ры в подогревателе *15* (рис. 4).

Трансзвуковые аэродинамич. трубы позволяют исследовать модели летат. аппаратов при скоростях полёта, близких или равных скорости звука. Особенностью обтекания тел в этих условиях является большой угол между фронтом возникающих ударных волн и скоростью

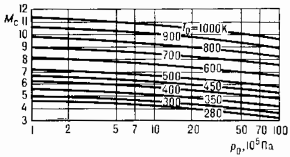


Рис. 5. Зависимость предельного числа M_c от давления и температуры в форкамере перед соплом.

потока перед телом ($\alpha \rightarrow 90°$). В отличие от условий свободного полёта, в А. т. фронт ударной волны, отразившись от границ рабочей части, может пересечь поверхность модели, искажая её обтекание. В трансзвуковых А. т. боковые стенки рабочей части делают щелевыми или перфорированными. Подбирая форму и размер перфорации, можно предотвратить отражение от стенок волн сжатия и разрежения, возникающих при обтекании модели. Проницаемость боковых стенок трансзвуковой А. т. (рис. 6) позволяет изменять расход воздуха через перфорацию путём изменения перепада давления, что даёт возможность непрерывно изменять числа M в рабочей части в трансзвуковом диапазоне $0{,}7 < M < 1{,}3$.

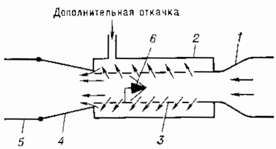


Рис. 6. Схема трансзвуковой аэродинамической трубы: 1 — сопло; 2 — камера; 3 — перфорированная стенка; 4 — регулируемая створка диффузора; 5 — диффузор; 6 — модель.

Высокотемпературные аэродинамич. трубы — особая трубва А. т., позволяющая изучать влияние на аэродинамич. характеристики не только больших чисел M, но также высоких темп-р и связанных с ними явлений диссоциации и ионизации газа. Установки этого типа позволяют получать значения давления и темп-ры, близкие к натурным, однако время эксперимента получается малым ($\tau \sim 10—10^{-3}$ с).

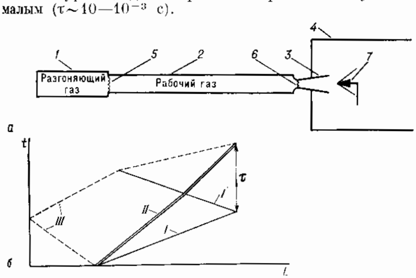


Рис. 7. а — схема ударной аэродинамической трубы; б — циклограмма её работы в координатах: время t, длина вдоль оси трубы L.

Ударная аэродинамич. труба (рис. 7) состоит из двух цилиндрич. ёмкостей 1 и 2, сверхзвукового сопла 3 и вакуумированного газгольдера 4. Мембраны 5 и 6 отделяют разгоняющий газ от рабочего, а рабочий — от сопла. В начале эксперимента давление и темп-ра разгоняющего газа в отсеке I повышаются до значений, существенно превышающих соответствующие величины рабочего газа в отсеке 2. Мембрана 5 разрушается, и разгоняющий газ, отделённый от рабочего т. н. контактной поверхностью, устремляется в отсек 2, при этом в рабочем газе возникает ударная волна. Скорость движения ударной волны I (рис. 7, б) значительно больше скорости движения контактной поверхности II. Проходя по рабочему газу, ударная волна повышает в нём давление и темп-ру и сообщает ему скорость, равную скорости движения контактной поверхности. Дойдя до мембраны 6, ударная волна отражается от неё и движется по рабочему газу в обратном направлении I′, вторично повышая его давление и темп-ру. Повышение давления приводит к разрушению мембраны 6, рабочий газ устремляется в сверхзвуковое сопло 3, ускоряется в нём и обтекает исследуемую модель 7. Длительность установившегося обтекания рабочим газом модели τ определяется как время, прошедшее с момента разрыва мембраны 6 до момента прихода контактной поверхности II или волны разрежения III в сопло 3. Повышение давления и темп-ры рабочего газа тем больше, чем больше скорость движущейся в нём ударной волны, к-рая зависит от отношения начальных давлений и скоростей звука в отсеках I и 2. В качестве разгоняющего газа часто используют нагретый водород или гелий, а в качестве рабочего газа — азот или воздух.

В ударных А. т. получают давление торможения $\sim 2 \cdot 10^7$ Па при темп-ре торможения $\sim$ 8000 К и $\tau \sim 6$ мс. Для получения высоких значений давления и темп-ры при достаточной длительности эксперимента увеличивают длину отсеков I и 2, к-рая у совр. ударных А. т. достигает $\sim$100 м.

Импульсные аэродинамич. трубы (рис. 8) значительно более компактны. Они состоят из разрядной камеры 1, отделённой от сверхзвукового сопла 4 мембраной 3. Рабочий газ, выходящий из сопла, проходит рабочую часть 5, где установлена модель 6, и поступает в откачанный газгольдер 7. Перед запуском установки давление в камере 1 повышается до заданной величины и между электродами 2 производится разряд батареи конденсаторов. Сила тока в разряде достигает 10^6 А. Давление и темп-ра в камере возрастают, мембрана 3 разрывается и начинается течение газа, давление и темп-ра к-рого в камере 1 достигают в нач. момент 4500 К и $1{,}5 \cdot 10^8$ Па. Время эксперимента $\tau \sim 10$ мс. В процессе эксперимента темп-ра и давление в камере монотонно убывают, а в рабочем газе присутствуют

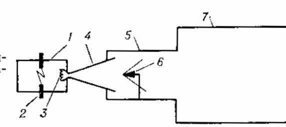


Рис. 8. Схема импульсной аэродинамической трубы.

продукты уноса электродов. Увеличение эрозии электродов ограничивает возможности дальнейшего повышения параметров в камере.

Электродуговые аэродинамич. трубы (рис. 9) представляют собой особый класс установок, обеспечивающих давление в камере $\sim 10^7$ Па и темп-ру $\sim$5000 К при времени работы $\tau \sim 5—10$ с. Осн. область их применения — исследование свойств теплозащитных материалов, работающих при высоких темп-рах. Дуговой разряд между охлаждаемыми поверхностями центр. электрода 6 и камеры 1 вращается магн. полем, создаваемым катушкой 8. Это уменьшает эрозию электродов, однако она остаётся значительной, и дуговые подогреватели обычно не применяют в установках, на к-рых исследуют аэродинамич. характеристики летат. аппаратов.

Высотные аэродинамич. трубы (рис. 10) предназначены для исследования обтекания моделей разреженным газом, что соответствует полётам на больших высотах, когда числа $Kn \geqslant 10^{-2}$—10^{2}. Подготовка установки к запуску начинается с откачки камеры форвакуумными диффузионными насосами и захолаживания панелей криогенного насоса. Рабочий газ поступает из баллонов высокого давления в ресивер *5*, где установлен подогреватель *7*. Расширяясь в сопле *6* до заданного значения числа M, газ обтекает исследуемую модель *9* и конденсируется на панелях криогенного насоса *3* и *4*. Внеш. панели *3* охлаждаются жидким азотом, а

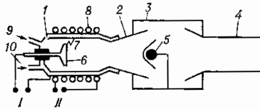


Рис. 9. Схема электродуговой аэродинамической трубы: *1* — форкамера сопла; *2* — сопло; *3* — рабочая часть с высоткой камерой; *4* — диффузор; *5* — модель; *6* — грибовидный электрод; *7* — разряд; *8* — индукционная катушка; *9* — рабочий газ (воздух); *10* — охлаждающая вода; *I* — ток дугового разряда; *II* — ток индукционной катушки.

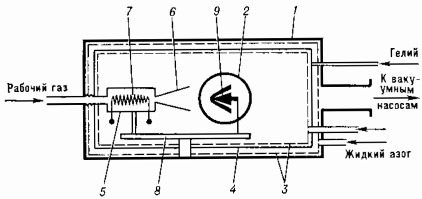


Рис. 10. Схема высотной аэродинамической трубы: *1* — корпус высотной камеры; *2* — люк в стенке камеры, закрытый стеклом; *3* и *4* — панели криогенного насоса; *5* — ресивер сопла; *6* — сопло; *7* — подогреватель рабочего газа; *8* — координатник; *9* — модель.

внутренняя *4* — гелием, охлаждённым до $T \approx 20$ К. Установки рассматриваемого типа обеспечивают давление в рабочей части $p \sim 10^{-3}$ Па и значит. длительность эксперимента $\tau \sim 10^{3}$ с.

Аэроакустические аэродинамич. трубы предназначены для исследования влияния акустич. полей на прочность конструкции изучаемого изделия, работу приборных отсеков и т. п. В большинстве случаев рассматривается воздействие акустич. поля, возникающего при работе двигателей и обтекании поверхностей летат. аппарата. Аэроакустич. А. т. отличаются от обычных тем, что их конструкция предусматривает спец. мероприятия, препятствующие проникновению в рабочую часть акустич. полей, связанных с работой силовой установки и вентиляторов А. т. Стенки рабочей части покрывают звукопоглощающим материалом, чтобы они не отражали звуковые волны, возникающие при обтекании модели и работе установленных на ней двигателей.

Аэроакустич. А. т.— один из видов А. т. спец. назначения, предназначенных для решения конкретных аэродинамич. задач. К такого рода А. т. относятся также штопорные, малотурбулентные А. т., установки для испытания воздушно-реактивных двигателей, воздухозаборников, сопел и др.

В *гидродинамике* для исследования характеристик водных гребных винтов, подводных лодок, подводных частей судов и др. применяют гидродинамич. и кавитац. трубы, устройство и принцип действия к-рых во многом схожи с А. т., но рабочим телом в них является вода.

Лит.: Пэнкхёрст Р., Холдер Д., Техника эксперимента в аэродинамических трубах, пер. с англ., М., 1955; Горлин С. М., Слезингер И. И., Аэромеханические измерения. Методы и приборы, М., 1964; Поуп А., Гойн К., Аэродинамические трубы больших скоростей, пер. с англ., М., 1968; Горлин С. М., Экспериментальная аэромеханика, М., 1970; Экспериментальные методы в динамике разреженных газов, Новосиб., 1974.

М. Я. Юделович.

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕ́НТЫ — безразмерные величины, характеризующие *аэродинамические силу и момент*, действующие на тело, движущееся в жидкой или газообразной среде. В аэродинамике цель моделирования — определение А. к. при испытании в *аэродинамических трубах* и др. эксперим. установках моделей, геометрически подобных натурным объектам. Если в модельных и натурных условиях критерии аэродинамич. подобия (*Маха число* M, *Рейнольдса число* Re, Струхала число Sh и др.) одинаковы, а также соблюдается кинематич. подобие, то значения А. к. модели и натуры будут равны. А. к., как и их проекции на оси координат, не зависят от размерных физ. свойств среды и размеров тела, а зависят лишь от его формы, ориентации и безразмерных критериев аэродинамич. подобия, отношения уд. теплоёмкостей среды $k = c_p/c_V$ и др. Это позволяет определять нагрузки, действующие на натурный объект, по результатам модельных исследований. А. к. C_{RA} аэродинамич. силы $\boldsymbol{R}_A$ и m аэродинамич. момента $\boldsymbol{M}$ соответственно равны:

$$C_{RA} = R_A \Big/ \frac{\rho v_\infty^2}{2} S, \qquad m = M \Big/ \frac{\rho v_\infty^2}{2} Sl,$$

где $\rho v_\infty^2/2 = q$ — скоростной напор или динамич. давление, ρ — плотность среды, в к-рой происходит движение; v_∞ — скорость движения тела (или скорость невозмущённого набегающего потока в аэродинамич. трубе); S, l — характерные площадь и линейный размер обтекаемого тела. Проекции аэродинамич. силы и момента на оси скоростной и связанной систем координат соответственно (см. рис. *1*, *2* к ст. *Аэродинамические сила и момент*), отнесённые к скоростному напору и геом. параметрам S и l, определяют значения А. к. лобового сопротивления $C_{xa} = X_a/qS$, аэродинамич. подъёмной силы $C_{ya} = Y_a/qS$, аэродинамич. боковой силы $C_{za} = Z_a/qS$, коэф. аэродинамич. моментов крена $m_{xa} = M_{xa}/qSl$, рыскания $m_{ya} = M_{ya}/qSl$ и тангажа $m_{za} = M_{za}/qSl$ (все в скоростной системе координат). В связанной системе аналогично определяются А. к. продольной $C_x = X/qS$, нормальной $C_y = Y/qS$, поперечной $C_z = Z/qS$ сил и соответствующих моментов m_x, m_y и m_z. Величины C_{xa} и C_x считаются положительными, когда направлены противоположно оси Ox_a (Ox), остальные составляющие А. к. силы и момента положительны, когда их вектор направлен по соответствующей оси.

Выбор характерных геом. параметров (S, l), к к-рым принято относить силы и моменты, производится для

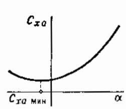


Рис. 1. Зависимость C_{xa} от угла атаки α.

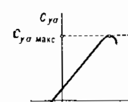


Рис. 2. Зависимость C_{ya} от угла атаки α.

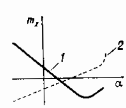


Рис. 3. Зависимость m_{za} от угла атаки α.

разных летат. аппаратов разл. способами. Для самолёта S — площадь крыла в плане, включая подфюзеляжную часть. Для снарядов баллистич. ракет и слабооперенных летат. аппаратов — это площадь миделевого сечения, т. е. площадь наибольшего поперечного сечения корпуса (фюзеляжа). При определении m_{xa} и m_{ya} (m_x и m_y) самолёта в качестве l принимается размах крыла, а для m_{za} (m_z) — его ср. аэродинамич. хорда. В ракетостроении в качестве l используется длина ракеты. А. к. тела заданной конфигурации при фикспрованных значениях критериев аэродинамич. подобия и установившемся (стационарном) движении зависят от его ориентации к потоку (от углов атаки α, скольжения β и крена γ, рис. 1, 2). При неустановившемся движении А. к. зависят также от величин, характеризующих ускорение тела и угловую скорость его вращения. Поскольку момент m_{za} измеряется относительно принятого центра масс летат. аппарата, по виду зависимости $m_{za}=f(\alpha)$ (рис. 3), напр., можно судить о продольной статич. устойчивости аппарата. Зависимость *1* соответствует статически устойчивому аппарату, т. к. при отклонении от т. н. балансировочного угла атаки α, к-рому соответствует $m_{za}=0$, возникает момент, возвращающий аппарат в прежнее положение, а кривая 2 — статически неустойчивому, поскольку действует момент, увеличивающий возникшее отклонение от балансировочного угла атаки. А. к. зависят также от чисел M и Re. Начало возрастания и максимум зависимости $C_{ya}(M)$ (рис. 4) связаны с переходом скорости полёта через скорость звука ($M=1$) или с т. н. волновым кризисом. Немонотонность в ср. части зависимости C_{xa} от Re (рис. 5) связана с переходом от ламинарного режима обтекания к турбулентному.

Значения А. к. необходимы для определения основных лётных характеристик объекта — его сопротивления и подъёмной силы, а также для расчёта его устойчивости и управляемости. Осн. метод определения А. к. сложных по форме тел — эксперименты на моделях и натурных объектах, хотя расчётно-теоретич. методы с использованием ЭВМ получают всё большее развитие и позволяют решать всё более сложные задачи аэродинамики.

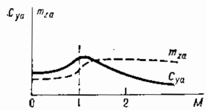


Рис. 4. Зависимость C_{ya} и m_{za} от числа M.

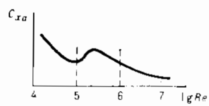


Рис. 5. Зависимость C_{xa} от числа Re.

Лит.: Фабрикант Н. Я., Аэродинамика, М., 1964; Аржаников Н. С., Мальцев В. Н., Аэродинамика, М., 1952; Аржаников Н. С., Садекова Г. С., Аэродинамика больших скоростей, М., 1965. *Ю. А. Рыжов.*

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛА И МОМЕНТ — величины, характеризующие силовое воздействие жидкой или газообразной среды на движущееся в ней тело. А. с. и м. зависят от формы и размеров тела, его ориентации по отношению к направлению движения, от его скорости, свойств и состояния среды (жидкости, газа, плазмы), а также от угловых скоростей и ускорения движения. Определение А. с. и м., действующих на тела разл. формы при заданных условиях полёта, является одной из осн. задач *аэродинамики*.

Силовое воздействие среды на тело сводится к силам давления и трения, распределённым по поверхности тела. Такая пространственная система сил может быть приведена к равнодействующей этих сил — аэродинамич. силе $\boldsymbol{R}_A$ и к паре сил с моментом $\boldsymbol{M}$, наз. аэродинамич. моментом. А. с. и м. определяются ф-лами

$$\boldsymbol{R}_A=\int_{\Sigma}(\boldsymbol{p}_n+\boldsymbol{\tau}_n)\,d\sigma,$$

$$\boldsymbol{M}=\int_{\Sigma}\left[\boldsymbol{r}\,(\boldsymbol{p}_n+\boldsymbol{\tau}_n)\right]d\sigma,$$

где интегралы берутся по всей внеш. поверхности тела Σ; $\boldsymbol{p}_n$ и $\boldsymbol{\tau}_n$ — векторы проекций давления и напряжения трения на нормаль к элементу поверхности $d\sigma$; $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор элемента поверхности, проведённый из точки, относительно к-рой вычисляется момент. В аэродинамике обычно пользуются проекциями А. с. и м. на оси т. н. скоростной и связанной ортогональных правых систем координат.

В скоростной системе координат (рис. 1), к-рой удобно пользоваться при пост. скорости полёта, X_a — сила лобового или *аэродинамического сопротивления* есть проекция $\boldsymbol{R}_A$ на ось x_a и направлена противоположно вектору скорости полёта v_∞, Y_a — аэродинамич. *подъёмная сила* и Z_a — аэродинамич. боковая сила — проекции $\boldsymbol{R}_A$ на оси y_a и z_a соответственно. Составляющие аэродинамич. момента $\boldsymbol{M}$ по тем же осям скоростной системы координат будут: M_{xa} — аэродинамич. момент крена, M_{ya} — аэродинамич. момент рыскания и M_{za} — аэродинамич. момент тангажа. Составляющие момента положительны при совпадении с направлением соответствующей оси.

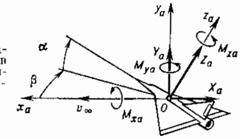


Рис. 1. Проекции аэродинамической силы и момента в скоростной системе координат; α — угол атаки, β — угол скольжения.

В связанной с летящим телом системе (рис. 2) координат ось x совпадает с продольной осью летат. аппарата и направлена вперёд по его движению. Разложение $\boldsymbol{M}$ в связанной системе аналогично скоростной, а составляющие $\boldsymbol{R}_A$ по осям этой системы наз. X — аэродинамич. продольной силой, Y — аэродинамич. нормальной силой и Z — аэродинамической поперечной силой.

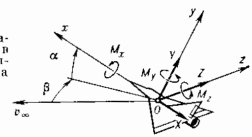


Рис. 2. Проекции аэродинамической силы и момента в связанной системе координат; обозначения, как на рис. 1.

Лит.: Фабрикант Н. Я., Аэродинамика, М., 1964; Аржаников Н. С., Мальцев В. Н., Аэродинамика, М., 1952; Аржаников Н. С., Садекова Г. С., Аэродинамика больших скоростей, М., 1965. *Ю. А. Рыжов.*

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ МОМЕНТ — см. *Аэродинамические сила и момент.*

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ — нагрев тел, движущихся с большой скоростью в воздухе или др. газе. А. н. неразрывно связан с *аэродинамическим сопротивлением*, к-рое испытывают тела при полёте в атмосфере. Энергия, затрачиваемая на преодоление сопротивления, частично передаётся телу в виде А. н. Рассмотрение физ. процессов, обусловливающих А. н., удобно провести с точки зрения наблюдателя, находящегося на движущемся теле. В этом случае можно заметить, что набегающий на тело газ тормозится вблизи поверхности тела. Сначала торможение происходит в *ударной волне*, образующейся перед телом, если полёт происходит со сверхзвуковой скоростью. Дальнейшее торможение газа происходит, как и при дозвуковых скоростях полёта, непосредственно у самой поверхности тела, где оно вызывается силами вязкости, заставляющими молекулы «прилипать» к поверхности с образованием *пограничного слоя*. При торможении потока газа его кинетич. энергия уменьшается, что в соответствии с законом сохранения энергии приводит к увеличению внутр. энергии газа и его темп-ры. Макс. теплосодержание (*энтальпия*) газа при его торможении у поверхности тела близко к энтальпии торможения: $\mathcal{H}_0=\mathcal{H}_{\text{н}}+v^2/2$, где $\mathcal{H}_{\text{н}}$ — энтальпия набегающего потока, а v — скорость полёта. Если скорость полёта не слишком высока ($v\leqslant 1000$ м/с), то уд. теплоёмкость при пост. давлении c_p может считаться постоянной и соответствующая темп-ра торможения газа может быть определена из выражения

$$T_0 = T_н + v^2/2c_p.$$

При полёте со скоростью звука повышение темп-ры воздуха у тела составляет до 50 К; при входе в атмосферу Земли с первой космич. скоростью (7,9 км/с) T_0 составляет уже ок. 8000 К, а со второй (11,2 км/с) — ок. 11000 К. Передача тепла из областей с повышенной темп-рой и приводит к А. н. движущегося тела. Существуют две формы А. н. — конвективный нагрев и радиационный.

К о н в е к т и в н ы й н а г р е в происходит вследствие передачи теплоты теплопроводностью из «горячей» части пограничного слоя к поверхности тела. Количественно конвективный тепловой поток $q_к$ описывается соотношением, представляющим собой модифицир. закон Ньютона для *теплообмена*

$$q_к = \alpha (T_e - T_w),$$

где T_e — равновесная темп-ра (предельная темп-ра, до к-рой могла бы нагреться поверхность тела, если бы не было отвода энергии), α — коэф. конвективного теплообмена, индексом w отмечаются параметры на поверхности. T_e близка к темп-ре торможения и может быть определена из выражения

$$T_e = T_1 \left(1 + r\frac{k-1}{2} M_1^2\right),$$

где r — коэфф. восстановления темп-ры (для ламинарного пограничного слоя $r \approx \sqrt{Pr}$, для турбулентного — $r \approx \sqrt[3]{Pr}$), T_1 и M_1 — темп-ра и *Маха число* на внеш. границе пограничного слоя, $k = c_p/c_V$ — отношение уд. теплоёмкостей газа при пост. давлении и объёме, Pr — число Прандтля.

Величина α зависит от скорости и высоты полёта, формы и размеров тела, а также от нек-рых др. факторов. *Подобия теория* позволяет представить законы теплообмена в виде соотношений между основными безразмерными критериями — *Нуссельта числом* $Nu = \alpha L/\lambda$, *Рейнольдса числом* $Re = \rho v L/\mu$, *Прандтля числом* $Pr = \mu c_p/\lambda$ и температурным фактором $T'_w = T_w/T_e$, учитывающим переменность теплофиз. свойств газа поперёк пограничного слоя. Здесь ρ и v — плотность и скорость газа, μ и λ — коэфф. вязкости и теплопроводности, L — характерный размер тела. Наиб. влияние на конвективный А. н. оказывает число Рейнольдса. В простейшем случае продольного обтекания плоской пластины закон конвективного теплообмена для ламинарного пограничного слоя имеет вид

$$Nu_w = 0{,}332 Re_w^{0,5} Pr^{1/3} (\rho^* \mu^* / \rho_w \mu_w)^{0,5},$$

где ρ^* и μ^* вычисляются при темп-ре

$$T^* = 0{,}5\,(T_1 + T_w) + 0{,}11\,(k-1)\,M_1^2,$$

а для турбулентного пограничного слоя

$$Nu_w = 0{,}0296 Re_w^{0,8} Pr^{0,43} (T_w/T_e)^{0,4} \left(1 + r\frac{k-1}{2} M_1^2\right)^{0,11}.$$

На носовой части тела с затуплением сферич. формы ламинарный теплообмен описывается соотношением:

$$Nu_w = 0{,}763 Re_w^{0,5} Pr^{0,4} (\rho_e \mu_e / \rho_w \mu_w)^{0,4},$$

где ρ_e и μ_e вычисляются при темп-ре T_e. Эти ф-лы могут быть обобщены и на случай расчёта теплообмена при безотрывном обтекании тел более сложной формы с произвольным распределением давления. При турбулентном течении в пограничном слое происходит интенсификация конвективного А. н., связанная с тем, что, помимо молекулярной теплопроводности, существ. роль в переносе энергии нагретого газа к поверхности тела начинают играть турбулентные пульсации.

При теоретич. расчёте А. н. аппарата, летящего в плотных слоях атмосферы, течение около тела можно разбить на две области — невязкую и вязкую (пограничный слой). Из расчёта течения невязкого газа во внеш. области определяется распределение давления по поверхности тела. Течение в вязкой области при известном распределении давления вдоль тела может быть найдено путём численного интегрирования ур-ний пограничного слоя или для расчёта А. н. могут быть использованы разл. приближённые методы.

А. н. играет существ. роль и при *сверхзвуковом течении* газа в каналах, в первую очередь в соплах ракетных двигателей. В пограничном слое на стенках сопла темп-ра газа может быть близкой к темп-ре в камере сгорания ракетного двигателя (до 4000 К). При этом действуют те же механизмы переноса энергии к стенке, что и в пограничном слое на летящем теле, в результате чего и возникает А. н. стенок сопла ракетных двигателей.

Для получения данных по А. н., особенно для тел сложной формы, в т. ч. тел, обтекаемых с образованием отрывных областей, проводят эксперим. исследования на маломасштабных, геометрически подобных моделях в *аэродинамических трубах* с воспроизведением определяющих безразмерных параметров (чисел M, Re и температурного фактора).

С повышением скорости полёта темп-ра газа за ударной волной и в пограничном слое возрастает, в результате чего происходит диссоциация и ионизация молекул набегающего газа. Образующиеся при этом атомы, ионы и электроны диффундируют в более холодную область — к поверхности тела. Там происходит обратная хим. реакция — рекомбинация, идущая с выделением тепла. Это даёт дополнит. вклад в конвективный А. н. В случае диссоциации и ионизации удобно перейти от темп-р к энтальпиям:

$$q_к = \frac{\alpha}{c_{pw}} (\mathscr{H}_e - \mathscr{H}_w),$$

где $\mathscr{H}_e = \mathscr{H}_1 + rv_1^2/2$ — равновесная энтальпия, $\mathscr{H}_1$ и v_1 — энтальпия и скорость газа на внеш. границе пограничного слоя, а $\mathscr{H}_w$ — энтальпия набегающего газа при темп-ре поверхности. В этом случае для определения α могут быть использованы те же критич. соотношения, что и при относительно невысоких скоростях полёта.

При полёте на больших высотах на конвективный нагрев может оказать влияние неравновесность физико-хим. превращений. Это явление становится существенным, когда характерные времена диссоциации, ионизации и др. хим. реакций становятся равными (по порядку величины) времени пребывания частиц газа в области с повышенной темп-рой вблизи тела. Влияние физико-хим. неравновесности на А. н. проявляется в том, что продукты диссоциации и ионизации, образовавшиеся за ударной волной и в высокотемпературной части пограничного слоя, не успевают рекомбинировать в пристеночной, относительно холодной части пограничного слоя, теплота реакции рекомбинации не выделяется и А. н. уменьшается. В этом случае важную роль приобретают каталитич. свойства материала поверхности тела. Применяя материалы или покрытия с низкой каталитич. активностью по отношению к реакциям рекомбинации (напр., двуокись кремния), можно заметно снизить величину конвективного А. н.

Если через проницаемую поверхность тела происходит подача («вдув») газообразного охладителя внутрь пограничного слоя, то интенсивность конвективного А. н. снижается. Это происходит гл. обр. в результате дополнит. затрат тепла на нагрев вдуваемых в пограничный слой газов. Эффект снижения конвективного теплового потока при вдуве инородных газов тем сильнее, чем меньше их молекулярный вес, поскольку при этом возрастает уд. теплоёмкость вдуваемого газа. При ламинарном режиме течения в пограничном слое эффект вдува проявляется сильнее, чем при турбулентном. При умеренных уд. расходах вдуваемого газа снижение конвективного теплового потока можно определить по формуле

$$q_к = q_{к0} - \gamma G (\mathscr{H}_e - \mathscr{H}_w),$$

где $q_{к0}$ — конвективный тепловой поток к эквивалентной непроницаемой поверхности, G — уд. массовый расход вдуваемого газа через поверхность, а γ — коэф. вдува, зависящий от режима течения в пограничном слое, а также свойств набегающего и вдуваемого газов.

Радиационный нагрев происходит вследствие переноса лучистой энергии из областей с повышенной темп-рой к поверхности тела. При этом наибольшую роль играет излучение в УФ- и видимой областях спектра. Для теоретич. расчёта радиац. нагрева необходимо решать систему интегродифференциальных ур-ний радиац. газовой динамики, учитывающих собств. излучение газа, поглощение излучения средой и перенос лучистой энергии по всем направлениям в окружающей тело высокотемпературной области течения. Интегральный по спектру радиац. поток $q_{р0}$ к поверхности тела может быть рассчитан с помощью *Стефана—Больцмана закона излучения*:

$$q_{р0} = \varepsilon\sigma T_2^4,$$

где T_2 — темп-ра газа между ударной волной и телом, $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м$^2 \cdot$К^4) — постоянная Стефана, ε — эфф. степень черноты излучающего объёма газа, к-рый в первом приближении может рассматриваться как плоский изотермич. слой. Величина ε определяется совокупностью элементарных процессов, вызывающих излучение газов при высоких темп-рах. Она зависит от скорости и высоты полёта, а также от расстояния между ударной волной и телом.

Если относит. величина радиац. А. н. велика, то существ. роль начинает играть радиац. охлаждение газа за ударной волной, связанное с выносом энергии из излучающего объёма в окружающую среду и понижением его темп-ры. В этом случае при расчёте радиац. А. н. должна быть введена поправка, величина к-рой определяется параметром высвечивания:

$$\Gamma = q_{р0}/0{,}5\rho_н v^3,$$

где v — скорость полёта, $\rho_н$ — плотность атмосферы. При полёте в атмосфере Земли со скоростями ниже первой космической радиац. А. н. мал по сравнению с конвективным. При второй космич. скорости они сравниваются по порядку величины, а при скоростях полёта 13—15 км/с, соответствующих возвращению на Землю после полёта к др. планетам, осн. вклад даёт радиационный А. н.

Частный случай А. н.— нагрев тел, движущихся в верх. слоях атмосферы, где режим обтекания является свободномолекулярным, т. е. длина свободного пробега молекул газа соизмерима или даже превышает размеры тела. В этом случае образования ударной волны не происходит и при больших скоростях полёта (порядка первой космической) для расчёта А. н. может быть использована простая ф-ла

$$q_к = 0{,}5 a \rho_н v^3 \cos\beta,$$

где β — угол между нормалью к поверхности тела и вектором скорости набегающего потока, a — коэф. аккомодации, к-рый зависит от свойств набегающего газа и материала поверхности и, как правило, близок к единице.

С А. н. связана проблема «теплового барьера», возникающая при создании сверхзвуковых самолётов и ракет-носителей. Важную роль А. н. играет при возвращении космич. аппаратов в атмосферу Земли, а также при входе в атмосферу планет со скоростями порядка второй космической и выше. Для борьбы с А. н. применяются спец. системы *теплозащиты*.

Лит.: Радиационные свойства газов при высоких температурах, М., 1971; Основы теории полета космических аппаратов, М., 1972; Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике, М., 1975. *П. А. Анфимов.*

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКИЙ ФО́КУС — точка летат. аппарата или его частей (напр., органов управления), к-рая характеризуется тем, что является точкой приложения одной из аэродинамич. сил (напр., *подъёмной силы*), вызывающих вращение летат. аппарата относительно к.-л. оси. А. ф. по углу атаки определяется для движения летат. аппарата только в плоскости угла атаки. Он расположен на линии пересечения плоскости OXZ связанной системы координат (рис. 2 к ст. *Аэродинамические сила и момент*) с плоскостью симметрии летат. аппарата. Аэродинамич. момент тангажа относительно фокуса остаётся постоянным при малых углах атаки, т. е. $dm_z/d\alpha = 0$, где m_z — коэф. аэродинамич. момента тангажа, α — угол атаки. А. ф. для движения летат. аппарата только в плоскости угла скольжения β наз. фокусом по углу скольжения и определяется условиями $dm_y/d\beta = 0$ и $dm_x/d\beta = 0$, где m_y, m_x — коэф. аэродинамич. моментов рысканья и крена (см. *Аэродинамические коэффициенты*).

Взаимное расположение А. ф. и центра масс летат. аппарата позволяет судить о его статич. устойчивости при его движении в рассматриваемой плоскости (напр., в плоскости угла атаки), т. к. расстояние x_F от центра масс до А. ф. является плечом соотв. аэродинамич. силы. Если А. ф. лежит позади центра масс, то аппарат статически устойчив при движении его в рассматриваемой плоскости. Положение А. ф. зависит от формы тела и критериев аэродинамич. подобия.

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕ́НТ — научно поставленный опыт, задача к-рого — исследование течения газа, а также силового, теплового и др. форм воздействия газа на поверхность движущегося в нём тела. Большинство задач, к-рые ставят перед аэро- и газодинамикой авиация, ракетная техника, турбостроение, пром. произ-во и строительство, требуют для решения эксперим. исследований. Конечная цель этих исследований — определение сил, действующих на обтекаемое тело, с целью расчёта траектории его движения, требуемой мощности двигателей и прочности элементов конструкции, тепловых потоков к элементам поверхности тела для выбора методов теплозащиты, параметров газа в областях течения, возмущённых движущимся телом, что необходимо для расчёта воздействия потока газа на др. тела.

А. э. проводится на спец. установках — *аэродинамических трубах* или стендах, где моделируется рассматриваемое движение (напр., движение снаряда, самолёта или космич. спускаемого аппарата в атмосфере заданного состава). Если моделирование процесса обеспечивает соблюдение равенства безразмерных критериев подобия в соответствии с требованиями *подобия теории*, то безразмерные значения сил, моментов сил, тепловых потоков к поверхности и течения в области возмущения при моделировании и в реальном течении будут совпадать.

Осн. критериями динамич. подобия для установившегося обтекания тела газом являются: *Маха число* $M = v/a$, *Рейнольдса число* $Re = vl/\nu$ и $k = c_p/c_V$, где v и a — скорости потока и звука в газе перед моделью, l — характерный линейный размер модели, ν — коэф. кинематич. вязкости газа, c_p и c_V — коэф. теплоёмкости при пост. давлении и объёме. Равенство этих чисел для модели и натуры обеспечивает равенство *аэродинамических коэффициентов*. Обеспечить полное подобие по числам M и Re затруднительно, а во мн. случаях и невозможно, поэтому часто ограничиваются приближённым подобием. Напр., для течений с малой скоростью, когда сжимаемостью среды можно пренебречь, ограничиваются подобием по числу Re, а для течений с большой скоростью, когда сжимаемость газа становится существенной, обтекание модели исследуется при числе M, равном ожидаемому числу M для натурного объекта. Если при этом числа Re модели и натуры неодинаковы, то влияние его на величину аэродинамич. коэф. учитывается расчётной или эксперим. поправкой.

Эксперим. исследование полёта на больших высотах и скоростях связано с необходимостью соблюдать дополнит. условия, к числу к-рых относятся безразмерные комбинации $M/\sqrt{Re}$ или M/Re, характеризующие отношение длины свободного пробега молекулы к размерам тела. Кроме того, при больших сверхзвуковых скоростях необходимо соблюдать условия теплового подобия, т. е. подобия температурных полей и тепловых потоков, характеризуемых *Прандтля числом* $Pr=\mu c_p/\lambda$, *Нуссельта числом* $Nu=\alpha l/\lambda$ и *Стэнтона числом* $St=\alpha\lambda/\rho c_p v$, где α — коэф. теплоотдачи, μ и λ — коэф. вязкости и теплопроводности газа, ρ — плотность текущего газа. При исследовании нестационарного движения необходимо, кроме перечисленных, соблюдать также критерий гомохронности, характеризуемый *Струхаля числом* $Sh=vt/l$, где t — характерное время процесса.

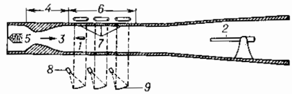
Методы создания потока, обтекающего модель. Существует неск. способов осуществления обтекания исследуемой модели. Поскольку характер потока около обтекаемого тела и действующие на него силы не зависят от того, движется ли тело в неподвижном газе или равномерный поток газа обтекает неподвижное тело, то А. э. в большинстве случаев производится в аэродинамич. трубах, где исследуется обтекание газом неподвижно закреплённых моделей. Это основной и наиболее распространённый метод А. э. Одно из его достоинств — возможность испытании моделей сложной формы, устанавливаемых под любым углом к направлению скорости потока. Кроме того, аэродинамич. трубы в большинстве случаев позволяют получить большую продолжительность установившегося режима обтекания модели, что даёт возможность использовать разнообразные методы измерения и выполнять всестороние исследования. Недостаток аэродинамич. труб — трудность получения чисел $M>10$—12, т. к. для предотвращения конденсации воздуха, ускоряющегося в сопле аэродинамич. трубы, его необходимо нагревать до темп-р, превышающих 1000°С. Применение одноатомных газов (в основном гелия), конденсирующихся при низких темп-рах, позволяет получить в аэродинамич. трубах числа $M\approx 20$, однако при этом в получаемые результаты необходимо вносить поправки, учитывающие различие физ. свойств воздуха и одноатомных газов. К недостаткам аэродинамич. труб также относится повышенная турбулентность потока и трудности, вызываемые необходимостью предотвращения или учёта влияния на обтекание модели стенок аэродинамич. трубы и державок или подвесок, на к-рых крепится модель.

Для моделирования обтекания спускаемых космич. аппаратов и головных частей баллистич. ракет при изучении вопросов, связанных с обтеканием элементов поверхности высокотемпературным газом, существуют аэродинамич. трубы, у к-рых темп-ра газа в форкамере достигает 5000—6000 К (установки с электродуговым подогревом рабочего тела), а при кратковременной работе — 15 000—18 000 К (ударные трубы). Особую группу аэродинамич. труб представляют установки, обеспечивающие течение разреженных газов и создающие условия, соответствующие полёту на высотах $\sim$100 км.

К установкам, обеспечивающим исследование обтекания движущейся модели в неподвижном воздухе, относятся ротативные машины, баллистич. установки, летающие модели и ракетные тележки. На ротативных машинах модель вращается по замкнутому кругу; их недостатки — невозможность получения значит. чисел M и трудности, связанные с необходимостью учёта влияния на обтекаемые модели центробежных сил и аэродинамич. следа за моделью.

В баллистич. и аэробаллистич. установках модель небольших размеров и относительно простой формы катапультируется (выстреливается) в первом случае в неподвижный воздух, а во втором — навстречу струе, выходящей из сопла аэродинамич. трубы. Если струя вытекает из сопла со скоростью, соответствующей числу $M=5$, а скорость полёта модели 4000 м/с, то число M

Рис. 1. Схема аэробаллистической установки.



модели относительно движущегося воздуха равно 30; при этом можно получить число $Re\sim 10^8$ и темп-ру торможения $T_0\sim 12000$ К. В аэробаллистич. установке (рис. 1) исследуемая модель *1* выстреливается пушкой *2* навстречу потоку газа, выходящего из сверхзвукового сопла *4*; пройдя через критич. сечение сопла, модель улавливается контейнером *5*. Через окна *7* в стенках рабочей части *6* производится фотографирование моделей *теневым методом*. Параллельный пучок света от точечного источника *8* (обычно искровой разряд с длительностью свечения 10^{-8} с) отражается зеркалом *9*, проходит через окна *7* и освещает фотоплёнку в кассете. Система синхронизации, искровой источник света *8* и оптич. система *9* позволяют получать последовательность фотоснимков, на к-рых видны силуэт модели и теневая картина её обтекания (рис. 2). Длительность промежутка времени между искровыми разрядами регистрируется хронометром. Расстояние, проходимое моделью за это время, определяется

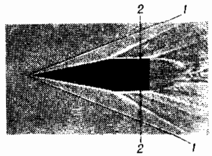


Рис. 2. Теневая фотография летящей модели: *1* — ударные волны; *2* — визирная линия.

по расстоянию между визирными линиями, нанесёнными на защитных стёклах окон (рис. 2), и по положению модели относительно визирной линии на фотоснимке. Полученные данные позволяют вычислить скорость и ускорение, а следовательно, и суммарную аэродинамическую силу, действующую на модель. Малогабаритная телеметрическая аппаратура даёт возможность вести и др. измерения непосредственно на летящей модели.

Аналогичные исследования выполняются при помощи летающих моделей, к-рые катапультируются наземными установками, сбрасываются с самолётов или разгоняются спец. ракетами (рис. 3). Летающие модели обычно имеют значит. размеры и достаточно сложную форму. Измерит. и телеметрич. аппаратура, устанавливаемая на модели, в сочетании с наземным оборудованием позволяет вести детальное исследование сил, действующих на модель и её элементы, изучать нагревание модели и т. п. Недостатки этого метода А. э.— сложность и дороговизна, ограничивающие возможность проведения систематич. исследований.

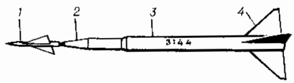


Рис. 3. Испытание в свободном полёте: *1* — исследуемая модель; *2* — телеметрия; *3* — ракетный двигатель; *4* — стабилизаторы.

Ракетная тележка (рис. 4) представляет собой площадку, к-рая движется по рельсам и ускоряется системой ракетных двигателей. Исследуемая модель и измерит. аппаратура крепятся на спец. раме. Совр. ракетные тележки позволяют получать числа $M \leqslant 3{,}5$ и в осн. служат для исследования парашютов, катапультируемых сидений пилотов, прочности конструкций крыльев, фюзеляжа и т. п. Торможение ракетных тележек производится воздушным и гидравлич. тормозами,

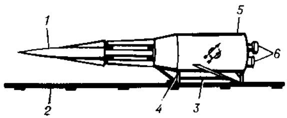


Рис. 4. Ракетная тележка: 1 — испытуемая модель; 2 — рельсовый путь; 3 — рама тележки; 4 — скользящие башмаки; 5 — корпус тележки; 6 — сопла ракетных двигателей.

в нек-рых случаях — изменением направления тяги ракетных двигателей. Недостатки ракетных тележек — высокая стоимость оборудования и эксперимента, большие ускорения, действующие на модель и измерительную аппаратуру, а также трудность получения чисел $M>5$.

Несмотря на многообразие существующих аэродинамич. труб, стендов и установок, они в подавляющем числе случаев не могут обеспечить полное подобие условий обтекания модели и натуры. Окончат. суждение о качестве проведённых исследований дают результаты лётных испытаний натурного изделия.

Методы измерения сил и моментов, действующих на обтекаемое тело. При решении многих задач возникает необходимость измерения суммарных сил, действующих на тело, обтекаемое газом, или распределения давлений на его поверхности. В аэродинамич. трубах для определения величины, направления и точки приложения *аэродинамических силы и момента*, действующих на исследуемую модель, обычно применяют аэродинамич. весы. Аэродинамич. силу, действующую на свободно летящую модель, можно получить, измеряя ускорение модели. Ускорения летящих моделей и натурных объектов в лётных испытаниях измеряют акселерометрами. На баллистич. и аэробаллистич. установках ускорение обычно находят по изменению скорости модели вдоль траектории.

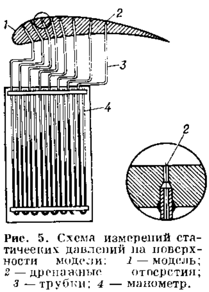


Рис. 5. Схема измерений статических давлений на поверхности модели: 1 — модель; 2 — дренажные отверстия; 3 — трубки; 4 — манометр.

Полную аэродинамич. силу, действующую на тело, можно представить как геом. сумму равнодействующих нормальных и касательных сил на его поверхности. Сумму нормальных сил получают, измеряя давление на поверхности модели. Этот метод используется как в аэродинамич. трубах и установках, так и в лётных испытаниях. Нормальные давления измеряются при помощи т. н. дренажных отверстий, к-рые соединены с манометрами (рис. 5). Тип манометра выбирают в соответствии с заданной точностью, предполагаемой величиной измеряемого давления и длительностью эксперимента, к-рая изменяется от 10^{-6} с для ударных труб до 10^2 с для обычных аэродинамич. труб. Силы, касательные к поверхности тела, обычно находят расчётом. В нек-рых задачах их определяют, измеряя поле скорости в пограничном слое или применяя спец. весы.

Методы измерения скорости газа, обтекающего модель. Скорость в аэродинамич. трубах, на самолётах и летающих моделях в большинстве случаев измеряется трубками (насадками) Прандтля. Манометры, подключённые к насадку Прандтля, регистрируют полное p_0 и статическое p давления текущего газа. Скорость в несжимаемом газе (ρ=const) определяется из ур-ния Бернулли

$$v=\sqrt{2(p_0-p)/\rho}.$$

Если измеряемая скорость больше скорости звука, перед насадком возникает ударная волна, и показание манометра, соединённого с трубкой полного давления, будет соответствовать величине полного давления за ударной волной $p_0'<p_0$. Число M перед ударной волной находят по ф-ле Рэлея:

$$\frac{p_0'}{p_0}=\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}\cdot\left(\frac{2}{k-1}\right)^{\frac{1}{k-1}}\cdot\frac{M^{\frac{2k}{k-1}}}{\left(\frac{2k}{k-1}M^2-1\right)^{\frac{1}{k-1}}}.$$

Для измерения числа M в сверхзвуковом потоке иногда пользуются зависимостью между углом α наклона ударной волны (т. е. между вектором скорости перед скачком и линией фронта волны), числом M и углом θ при вершине обтекаемого клина (конуса). В частном случае при $\theta=0$ угол наклона ударной волны бесконечно малой интенсивности (звуковая волна) связан с числом M зависимостью: $M=1/\sin\alpha$.

В кон. 1970-х гг. началось практич. внедрение лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС), источником света в к-рых служит лазер, и скорость газа

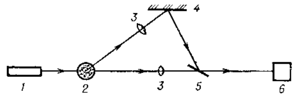


Рис. 6. Схема лазерного доплеровского измерителя скорости (ЛДИС): 1 — лазер; 2 — исследуемая область течения; 3 — линзы; 4 — непрозрачное зеркало; 5 — полупрозрачное зеркало; 6 — приёмник излучения.

измеряется по доплеровскому смещению длины волны луча света, рассеянного твёрдыми или жидкими частицами, находящимися в исследуемой области течения (рис. 6). Скорость движения частиц размером $d\sim10^{-1}$ мкм принимается равной скорости газа. Существующая аппаратура позволяет измерить три компоненты средней и пульсационной скоростей в диапазоне 10^{-1}—10^3 м/с при температурах исследуемого газа до 10^3 К.

Существуют также методы, позволяющие определять скорость газа по изменению кол-ва теплоты, отводимой от нагретой поверхности датчиков *термоанемометра*. При этом измеряются по три компоненты средней и пульсационной скоростей. Однако, поскольку термоанемометры фактически регистрируют величину произведения ρv, то осн. областью их применения являются дозвуковые течения, для к-рых можно полагать ρ = const. Скорость потока можно находить также измеряя одноврем. плотности ρ_0 и ρ или темп-ры T_0 и T в заторможенном и текущем газах, по скорости перемещения отмеченных частиц и т. п.

Исследование полей плотности газа. Осн. методами исследования поля плотностей газа являются оптич. методы, основанные на зависимости коэф. преломления света от плотности газа, на поглощении лучистой энергии газом, на послесвечении молекул газа при электрич. разряде и свечении молекул, возбуждённых электронным пучком. Последние две группы методов используют для исследования течений при низких давлениях. В достаточно плотном сжимаемом газе при давлениях $p>100$ Па для исследования полей плотности пользуются зависимостью коэф. преломления света n от плотности газа ρ:

$$\frac{1}{\rho}\,\frac{n^2-1}{n^2+2}=\text{const}.$$

При обтекании тела сжимаемым газом возникают области с неоднородным распределением плотности (поля градиентов плотности), отд. участки к-рых по-разному отклоняют проходящий через них луч света.

В простейшем, т. н. теневом методе (рис. 7, *а*), пучок света, выходящий из точечного источника, проходит

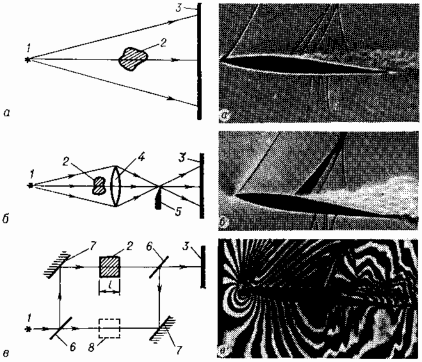


Рис. 7. Оптические методы исследования полей плотности (слева — схема метода, справа — фотография обтекания крыла самолёта, полученная этим методом): *а* — теневой метод; *б* — метод Теплера; *в* — интерференционный метод с использованием интерферометра Маха — Цендера; *1* — источник света; *2* — исследуемая область течения; *3* — экран; *4* — линза; *5* — нож Фуко; *6* — полупрозрачные зеркала; *7* — непрозрачные зеркала; *8* — компенсатор.

через исследуемое поле и, освещая экран, даёт на нём изображение областей течения, в к-рых изменяется вторая производная плотности $\partial^2\rho/\partial x^2$, напр. ударные волны, граница струи и т. п. В более сложном «шлирен»-методе, или методе Теплера (см. *Теневой метод*), пучок света (рис. 7, *б*), прошедший исследуемое поле, фокусируется при помощи линзы или вогнутого зеркала на кромку острой непрозрачной пластины — ножа Фуко. Этот метод чувствителен к первой производной и позволяет, используя фотометрию и эталон освещённости, получать абсолютные значения плотности в исследуемом поле.

Метод исследования с использованием интерферометра Маха — Цендера также основан на зависимости между плотностью газа и коэф. преломления (рис. 7, *в*). Искомая плотность $\rho = \rho_0 + m\lambda/ql$, где ρ_0 — плотность газа в компенсаторе, λ — длина волны света, l — ширина рабочей части аэродинамич. трубы, $q = (n-1)\rho$, m — относит. смещение интерференц. полосы на экране.

В разреженных газах для исследования полей плотности и темп-ры используют измерение интенсивности свечения молекул, возбуждённых электронным пучком (рис. 8). Интенсивность свечения в видимом диапазоне спектра связывается тарировочной зависимостью с плотностью газа, а в рентгеновском диапазоне — с темп-рой. Пучок электронов, движущихся от электронной пушки *1* к коллектору *2*, возбуждает молекулы газа. Излучение возбуждённых молекул регистрируется приёмником *3*; перемещая область *5* в исследуемое поле *4*, получают характеристики течения. Теневой и интерферометрич. методы применимы для исследования плоских и осесимметричных течений. В сочетании с искровым источником света этими методами широко пользуются для исследования обтекания свободно летящих моделей на баллистич. установках.

Измерение температуры газовых потоков. В потоке с большой скоростью обычно рассматривают две темп-ры: статич. (термодинамич.) темп-ру T и темп-ру заторможенного потока $T_0 = T + v^2/2c_p$. Очевидно, что $T_0 \to T$ при $v \to 0$. В вязком газе, обтекающем твёрдую поверхность, скорость на стенке равна нулю, и любой неподвижный насадок, установленный в воздушном потоке, измерит темп-ру,

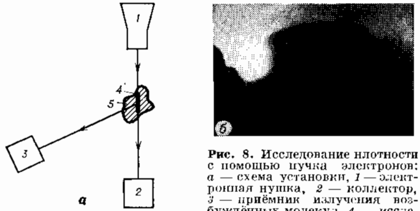


Рис. 8. Исследование плотности с помощью пучка электронов: *а* — схема установки, *1* — электронная пушка, *2* — коллектор, *3* — приёмник излучения возбуждённых молекул, *4* — исследуемое поле, *5* — излучающая область; *б* — фотография течения нерасчётной сверхзвуковой струи, втекающей в камеру с давлением 6 Па, полученная поперечным сканированием пучка электронов.

близкую к темп-ре торможения T_0. В показания прибора необходимо внести целый ряд поправок, связанных с наличием утечек тепла, коэфф. восстановления темп-ры и др. При помощи насадков (рис. 9), в к-рых измерит. элементом обычно служит термопара или термометр сопротивления, удаётся измерять темп-ру $T_0 \leqslant 1500$ К.

В случае, когда темп-ра текущего газа достаточно высока, можно с удовлетворит. точностью измерять статич. темп-ру, используя методы *пирометрии оптической*. В потоках холодных газов для получения статич. темп-ры иногда используют методы УЗ-анемометрии, позволяющей измерять скорость звука a и получать значения T из равенства $a = \sqrt{kRT}$, где R — газовая постоянная.

Измерение температуры поверхности тел, находящихся в потоке газа, необходимо вести при исследовании теплообмена, эффективности теплозащитных покрытий и др. Для этой цели используются термопары и термометры сопротивления, в том числе плёночные, устанавливаемые на исследуемой поверхности. Применяются также термокраски, изменяющие цвет при достижении «пороговой» температуры, а при достаточно больших значениях темп-ры — оптич. методы, позволяющие определять темп-ру по интенсивности излучения в ИК- или видимом диапазоне длин волн.

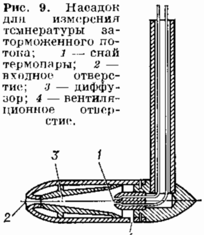


Рис. 9. Насадок для измерения температуры заторможенного потока; *1* — спай термопары; *2* — входное отверстие; *3* — диффузор; *4* — вентиляционное отверстие.

При измерениях тепловых потоков в А. э. обычно используется метод нестационарного нагрева тела. При этом в результате измерений получают зависимость dT_W/dt, где T_W — темп-ра поверхности и t — время. Величину теплового потока находят из решения ур-ний баланса тепла, поступающего к поверхности тела, излучаемого этой поверхностью в окружающее пространство и распространяющегося от поверхности внутрь тела. В нек-рых случаях поток тепла измеряют калориметрами, устанавливаемыми в модели и работающими при T=const.

Для теплозащиты посадочных ступеней космич. аппаратов и головных частей баллистич. ракет часто используют уносимые теплозащитные материалы, поглощающие в процессе разрушения и уноса большое кол-во тепла. При исследовании теплозащитных материалов на стендах обычно задаётся тепловой поток к поверхности и измеряется скорость разрушения поверхности образца. Для регистрации перемещения поверхности образца теплозащитного материала обычно используется киносъёмка, а в нек-рых случаях — датчики, устанавливаемые в его толще.

Визуализация течения применяется для выяснения особенностей характера обтекания рассматриваемого тела, течения в следе за телом (рис. 10), течения на его поверхности и др.

При сверхзвуковых скоростях и относительно простых течениях (плоское или осесимметричное) картина распределения плотности газа в области, возмущённой обтекаемым телом, достаточно полно характеризует особенности течения. Для получения поля плотностей широко используются оптич. методы, описанные выше (рис. 7 и 8).

Рис. 10. Визуализация вихревой дорожки (для $Re=73$) с помощью частиц дыма.

При исследовании теплообмена на поверхности тел сложной формы часто визуализируют пристеночные течения, используя наносимые на поверхность «точки» легкоплавкого и вязкого вещества (рис. 11, *а*) или термокраски (рис. 11, *б*). Для получения областей концентрации тепловых потоков применяют тепловизоры, регистрирующие ИК-излучение элементов поверхности тела.

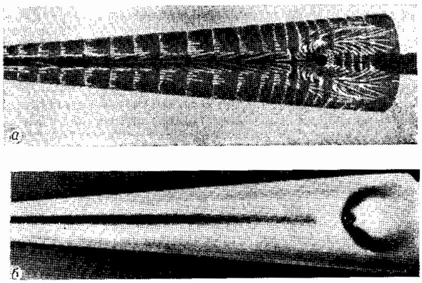


Рис. 11. Визуализация течения на подветренной стороне конуса при истечении струи, нормальной к его поверхности из отверстия в нём: *а* — предельные линии тока, полученные «точками» легкоплавкого материала; *б* — зоны повышенного уровня теплового потока (с помощью термокраски).

Лит.: Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981; Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Пэнкхёрст Р., Холдер Д., Техника эксперимента в аэродинамических трубах, пер. с англ., М., 1955; Техника гиперзвуковых исследований, пер. с англ., М., 1964; Чжэн П., Отрывные течения, пер. с англ., т. 1—3, М., 1973; Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях, М., 1974.

М. Я. Юделович.

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ КА́ЧЕСТВО — безразмерная величина, являющаяся мерой транспортной эффективности летат. аппарата, движущегося в атмосфере. Она характеризует энергетич. затраты на перемещение груза на заданное расстояние. Отношение массы m летат. аппарата в полёте к силе тяги P двигат. установки представляет собой кол-во кг полётной массы, приходящихся на единицу силы тяги. При установившемся горизонтальном полёте приближённо можно считать, что тяга P уравновешивает силу лобового сопротивления X_a летат. аппарата, а подъёмная сила Y_a — полётную массу летат. аппарата. Поэтому соблюдается численное равенство $m/P=Y_a/X_a$. Величина $K=Y_a/X_a=C_{ya}/C_{xa}$ наз. А. к. летат. аппарата (C_{ya} — коэф. аэродинамич. подъёмной силы, C_{xa} — коэф. лобового сопротивления; см. *Аэродинамические коэффициенты*). При отсутствии боковых составляющих аэродинамич. силы А. к. равно тангенсу угла наклона результирующей аэродинамич. силы к направлению скорости полёта. Графич. зависимость $C_{ya}=f(C_{xa})$ наз. полярой, она позволяет определить А. к. (рис. 1). Максимальному А. к. соответствует точка касания поляры с прямой, проведённой из начала координат.

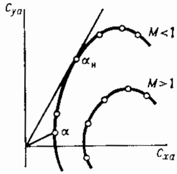


Рис. 1. Типичные поляры самолёта при дозвуковых ($M<1$) и сверхзвуковых ($M>1$) скоростях полёта.

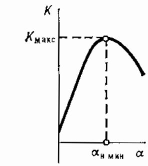


Рис. 2. Зависимость аэродинамического качества K от угла атаки α.

А. к. оценивает, в частности, дальность планирования $L_{пл}$ летат. аппарата с выключенным двигателем с высоты H: $L_{пл}=KH$, к-рая будет максимальной при угле атаки $\alpha_н$, соответствующем $K_{макс}$ (рис. 2).

А. к. определяется гл. обр. формой тела, а также условиями полёта (скорость, высота и т. п.) и меняется от 0 (сфера) до неск. десятков (крыло). Для наиб. совершенных аэродинамич. форм (планёр) А. к. при малых дозвуковых скоростях может превышать 40, у дозвуковых самолётов — 15—20. Для тела заданной формы вид зависимости $C_{ya}=f(C_{xa})$ меняется с изменением чисел Маха M и Рейнольдса Re, соответствующим условиям полёта. При сверхзвуковых скоростях полёта (рис. 1) А. к. тела значительно меньше, чем при дозвуковых и для лучших несущих поверхностей ~ 6.

Ю. А. Рыжов, С. М. Вишневецкий.

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ (лобовое сопротивление) — составляющая аэродинамич. силы $R_Д$, с к-рой газ (воздух) действует на движущееся в нём тело (см. *Аэродинамические сила и момент*). Возникает вследствие необратимого перехода кинетич. энергии тела в тепловую. А. с.— одна из важнейших аэродинамич. характеристик летат. аппарата, определяющих его лётно-техн. данные, в частности требуемую тягу двигат. установки. Оно зависит от формы и размеров тела, его ориентации к направлению движения (или к скорости набегающего потока), от скорости движения, а также от свойств и состояния среды, в которой движется тело.

Характеризуется А. с. безразмерным коэф. C_{xa} (см. *Аэродинамические коэффициенты*). А. с. является суммой проекций на ось Ox_a распределённых по поверхности тела нагрузок, направленных по нормали (давление) и касательной (вязкое трение) к этой поверхности. Рассеяние кинетич. энергии и превращение её в тепловую происходит посредством образования вихрей, ударных волн, *аэродинамического нагрева* поверхности.

В идеальной, несжимаемой жидкости вихреобразование и образование ударных волн невозможно, а поэтому, теоретически, не возникает и А. с. (см. *Д'Алам-*

бера—Эйлера парадоке). Наличие вязкости в реальных средах приводит к А. с. трения, а также к отрыву потока от тела, влияющему на распределение давления по поверхности тела. Возникновение *ударных волн* изменяет величину и распределение давления по поверхности тела, а также сказывается на сопротивлении трения (напр., стимулирует переход от ламинарного течения к турбулентному). Т. о., А. с. тела формируется в сложном взаимодействии перечисленных явлений, и вклад этих явлений в создание А. с. различен.

При дозвуковом течении осн. вклад в А. с. вносят сопротивление трения и отрыв потока с вихреобразованием, причём для хорошо обтекаемых тел (крылья, тонкие тела вращения при малых углах атаки и скольжения) — сопротивление трения, а для плохо обтекаемых — отрыв потока, вихреобразование. Режим и характер вязкого течения зависят от *Рейнольдса числа Re* (рис. 1).

В области дозвукового течения, когда возникают локальные зоны, где местная скорость течения достигает, а затем и превышает скорость звука, C_{xa} быстро растёт (рис. 2). А. с., обусловленное диссипацией кинетич.

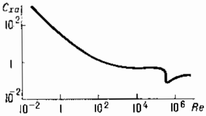


Рис. 1. Зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления C_{xa} от Re при дозвуковых скоростях.

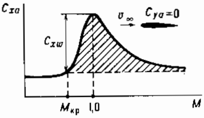


Рис. 2. Зависимость C_{xa} от числа M при коэффициенте подъёмной силы $C_{ya}=0$. Заштрихованная область — вклад волнового сопротивления, $M_{\text{кр}}$ — значение числа Маха, при котором начинают возникать зоны со сверхзвуковой скоростью ($M>1$).

энергии летящего тела в ударных волнах, наз. *волновым сопротивлением*; оно вносит основной вклад в А. с. при больших сверхзвуковых скоростях для затупленных тел (например, спускаемых аппаратов). Часть А. с., связанную с созданием подъёмной силы, наз. *индуктивным сопротивлением*. Оно, также как и волновое, изменяет распределение давления в результате вихреобразования и отрыва потока. Сопротивление при нулевой подъёмной силе (для симметричного крыла — при $\alpha=0$) иногда наз., в отличие от индуктивного, профильным сопротивлением. Тогда коэф. А. с. тела

$$C_{xa}=C_{xp}+C_{xF}+C_{xw}+C_{xi},$$

где $C_{xp}+C_{xF}$ — коэф. сопротивления давления и трения, характеризующие профильное сопротивление, C_{xw} — коэф. волнового, C_{xi} — коэф. индуктивного сопротивления.

Осн. метод определения А. с.— *аэродинамический эксперимент*.

Лит.: Фабрикант Н. Я., Аэродинамика, М., 1964; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Аржаников Н. С., Мальцев В. Н., Аэродинамика, М., 1952; Аржаников Н. С., Садекова Г. С., Аэродинамика больших скоростей, М., 1965.

Ю. А. Рыжов.

АЭРОЛО́ГИЯ (от греч. aēr — воздух и lógos — слово, учение) — раздел метеорологии, в к-ром изучаются физ. процессы в свободной атмосфере, т. е. выше уровня, вплоть до к-рого сказывается непосредств. влияние поверхности Земли. Особое внимание уделяется разработке приборов (в осн. автоматических) и методов исследований. В слое до высоты 100—120 км изучаются структура полей давления, темп-ры, ветра и др. параметров атмосферы, физ. процессы в облаках и осадках, газовый и аэрозольный состав воздуха. Наряду с регулярным сбором эксперим. данных на постоянно действующей сети стационарных аэрологич. пунктов, практикуются экспедиц. исследования (в т. ч. по междунар. программам). Для проведения экспедиций на акваториях океанов используются спец. н.-и. суда и постоянные «корабли погоды», с к-рых по определ. программе производится вертик. зондирование атмосферы радиозондами и метеорологич. ракетами.

Исследования атм. процессов с детальным пространственным разрешением производятся с помощью самолётов-метеолабораторий. Для изучения облаков, осадков и наблюдаемых в них воздушных движений, в т. ч. турбулентных, в А. применяются метеорологич. радиолокаторы (в осн. сантиметрового диапазона). Роль отражателей радиоволн играют сами частицы облаков и осадков. Вне облаков для радиолокац. исследований структуры воздушных потоков применяют искусств. (чаще всего дипольные) отражатели радиоволн. Изучение термич. неоднородностей атмосферы производится с помощью акустич. и радиоакустич. зондирования с Земли. В А. широко используются фотографии облаков в видимых и ИК-лучах, а также сведения о вертик. распределении темп-ры, влажности и др. параметров, получаемых с ИСЗ. Эти данные имеют особую ценность для районов, где нет наземной аэрологич. сети.

Самый распространённый из методов аэрологич. исследований — выпуск радиозондов — приборов, поднимаемых с помощью шаров-зондов (баллонов), наполненных водородом или гелием. Стандартными радиозондами измеряются темп-ра, давление и влажность воздуха до высоты 35—40 км. Для измерений кол-ва озона и актинометрич. характеристик атмосферы пользуются спец. радиозондами; результаты измерений миниатюрный радиопередатчик передаёт на Землю. С помощью радиолокац. прослеживания траектории шара-зонда определяют скорость и направление ветра. Сеть радиозондирования насчитывает неск. сотен пунктов, на к-рых 1—4 раза в сутки осуществляется подъём приборов. Данные радиозондирования играют важнейшую роль при составлении прогнозов погоды. В СССР, США и нек-рых др. странах функционирует стационарная сеть ракетного зондирования, предназначенная для измерений (обычно 1 раз в неделю) термодинамич. параметров и состава атмосферы до высоты 100 км и более. Ракеты широко используются, в частности, для изучения атм. озона, что важно в связи с его большим влиянием на радиационные и термодинамические процессы и необходимостью оценки антропогенных влияний на озоносферу.

Значит. уд. вес в А. занимает изучение облаков и осадков. С помощью самолёта-лаборатории исследуются их термодинамика, фазовый состав, строение, размер и концентрация облачных частиц. Большое внимание уделяется ледяным облачным частицам и уточнению их вклада в процесс формирования осадков. Актуальность таких исследований во многом связана с интенсивными разработками методов искусств. регулирования развития облаков и осадков. Достигнуты первые успехи в создании методики рассеяния низких переохлаждённых облаков и туманов, а также подавления мощных конвективных (в т. ч. градовых) облаков. В связи с работами по усовершенствованию прогнозов погоды в А. проводятся комплексные эксперим. исследования пространственных и временных изменений трёхмерной структуры атм. фронтов, циклонов и антициклонов, изучается взаимодействие нижних (тропосфера) и верхних (страто- и мезосфера) атм. слоёв.

Лит.: Пинус Н. З., Шметер С. М., Аэрология, ч. 2— Физика свободной атмосферы, Л., 1965; Матвеев Л. Т., Курс общей метеорологии. Физика атмосферы, Л., 1976; Зайцева Н. А., Шляхов В. И., Аэрология, Л., 1978; Павлов Н. Ф., Аэрология, радиометеорология и техника безопасности, Л., 1980; Метеорология верхней атмосферы Земли, Л., 1981.

С. М. Шметер.

АЭРОНО́МИЯ (от греч. aēr — воздух и nómos — закон) — раздел науки об *атмосфере верхней*, в к-ром изучаются природа и механизм возникновения разл. явлений, объясняются их временные вариации и планетарное распределение на основе использования представлений об элементарных физ. и хим. процессах в газах и частично ионизованной плазме. При описании неравновесных состояний А. опирается на ур-ния кинетики, отражающие баланс частиц, энергии и кол-ва движения; при описании движений и волн использует гидродинамику, *динамику разреженных газов* и *магнитную гидродинамику*.

Одна из нач. задач, к-рая стояла перед А.,— определение основных элементарных процессов, протекающих на разл. высотах, и выяснение структуры верх. атмосферы, *ионосферы* и *магнитосферы*. Первым шагом А. стало объяснение природы озонного слоя и границы между гомосферой и гетеросферой. Объяснение поведения ионосферы основано на теории образования ионосферных слоёв, происхождение к-рых обусловлено ионизацией верх. атмосферы коротковолновым УФ-излучением Солнца. Для выяснения природы основной (верхней) части ионосферы наряду с процессами ионизации и рекомбинации использовались процессы *амбиполярной диффузии*, а для объяснения полученного в масс-спектрометрич. измерениях на ракетах ионного состава — ионно-молекулярные реакции взаимодействия заряженных и нейтральных частиц.

Установлено, что закономерности распределения с высотой и изменения во времени концентрации озона и атомного кислорода определяются как процессами диссоциации O_2 и O_3 солнечным излучением, так и обратными процессами — реакциями взаимодействия с основными и малыми составляющими атмосферы. Существ. роль играют также процессы переноса O_2 и O_3 под действием диффузии, ветров и др. Объяснение хода темп-ры и движений верх. атмосферы и ионосферы требует учёта её нагрева солнечным излучением и корпускулярными потоками, процессов теплопроводности и турбулентности. Механизм формирования в верх. атмосфере потоков сверхтепловых электронов, т. е. фотоэлектронов, возникающих под действием КВ-излучения Солнца, и их переноса между северным и южным полушариями вдоль магн. силовых линий описывается *кинетической теорией газов*. Она применяется также для объяснения распределения частиц в экзосфере и в протоносфере, образования убегающих частиц и полярного ветра. Развита теория движения энергичных заряж. частиц внутри и вне дипольного геомагн. поля с учётом процессов их образования и уничтожения, объясняющая распределение в пространстве вблизи Земли космич. лучей и *радиационных поясов*. Большой раздел А. посвящён анализу механизмов свечения верх. атмосферы в дневное, сумеречное и ночное время, в период полярных сияний и т. п. На стыке с физикой магнитосферы в А. исследуются механизмы возникновения волн и низкочастотных излучений, распространения электрич. полей из высоких широт в умеренные, образования дрейфов в ионосфере, токовых слоёв внутри и на границе магнитосферы.

Многие вопросы в А. удалось решить благодаря проведению измерений на ракетах и спутниках в верх. атмосфере и осуществлению лаб. исследований различных элементарных взаимодействий нейтральных и заряж. частиц, напр. ионно-молекулярных реакций, взаимодействия с энергичными частицами, плазменных процессов и т. д.

Всё больше обнаруживаются взаимообусловленность и связь разл. явлений (ионосферных, метеорных, оптических, магнитных и др.) с солнечной активностью. Поэтому перед А. стоит также задача выяснить механизмы влияния солнечной активности на процессы верх. атмосферы, раскрыть природу *солнечно-земных связей*, дав тем самым основу для построения моделей влияния солнечной активности на нейтральную верх. атмосферу, ионосферу, радиац. поле и др. Стоит также задача разработки методов прогноза «погоды в космосе», т. е. условий в околоземном космич. пространстве.

Влияние солнечной активности на процессы верх. атмосферы проявляется в существовании как 11-летних и 27-дневных вариаций, так и возмущений, связанных с солнечными вспышками и солнечным ветром. При возрастании потока КВ-излучения в период роста солнечной активности или развития вспышки происходит дополнит. ионизация и разогрев, к-рые вызывают возмущения темп-ры и плотности верх. атмосферы, а также возмущения ионосферы. При изменении же солнечных корпускулярных потоков происходят деформации магнитосферы, что приводит к геомагн. возмущениям верх. атмосферы и ионосферы.

Лит.: Николс М., Аэрономия, пер. с англ., М., 1964; Ивановский А., Репнев А., Швидковский Е., Кинетическая теория верхней атмосферы, Л., 1967; Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М., Солнце и ионосфера, М., 1969; Бауэр Э., Физика планетных ионосфер, пер. с англ., М., 1976; Уиттен Р.-К., Поппов И., Основы аэрономии, пер. с англ., Л., 1977; Кринберг И. А., Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли, М., 1978; Banks P. M., Kockarts G., Aeronomy, pt. A, B, N.Y., 1973.

Г. С. Иванов-Холодный.

АЭРОСТА́ТИКА (от греч. aḗr — воздух и *статика*) — часть *аэродинамики*, в к-рой изучается равновесие газообразных сред. В отличие от *гидростатики*, А. имеет дело с воздухом и др. газами, сжимаемость к-рых во много раз превосходит сжимаемость жидкостей. Наиб. применение А. получает при изучении равновесия атмосферы Земли и планет и в теории воздухоплавания.

Осн. ур-ниями А. являются ур-ния равновесия, неразрывности и баланса энергии. Ур-ние равновесия сил, действующих на объём газа, имеет вид:

$$\mathrm{grad}\, p = \rho \boldsymbol{F}$$

или

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho F_x, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \rho F_y, \quad \frac{\partial p}{\partial z} = \rho F_z, \qquad (1)$$

где p — давление, ρ — плотность, $\boldsymbol{F}$ — вектор массовых сил. Ур-ние неразрывности сводится к условию $\partial\rho/\partial t = 0$, выражающему независимость плотности ρ от времени t. Ур-ние баланса энергии в А. выражает условие теплового равновесия газа:

$$c_V\, \partial T/\partial t = q, \qquad (2)$$

где q — секундный приток тепла, отнесённый к единице массы, c_V — теплоёмкость газа при пост. объёме. При передаче тепла посредством теплопроводности ур-ние (2) принимает вид:

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \mathrm{div}\,(\lambda\, \mathrm{grad}\, T) \qquad (3)$$

(λ — коэфф. теплопроводности). Ур-ние (3) означает, что всё подводимое тепло идёт на изменение внутр. энергии единицы массы. Если известна зависимость коэфф. теплопроводности от темп-ры, то ур-ния (1), (3) и ур-ние состояния газа представляют замкнутую систему. Ур-ния А., применённые для совершенного газа в поле сил тяжести, дают *барометрическую формулу*. Осн. ур-ние (1) при отсутствии массовых сил выражает *Паскаля закон*, а при учёте сил тяжести позволяет определить гл. вектор сил давления газа на поверхность погружённого в него тела (см. *Архимеда закон*).

Из условий теплового равновесия (2) при учёте только теплопроводности можно получить линейный закон убывания темп-ры в зависимости от высоты над поверхностью планеты. Действит. распределение темп-ры по высоте и строение атмосферы зависят ещё от конвекции, теплообмена за счёт солнечного и земного излучений и от переменности состава атмосферы (диссоциации и ионизации под воздействием солнечного излучения). Ур-ния (1)—(3) позволяют найти условия устойчивого и неустойчивого равновесия среды. Конвекция в атмосфере часто возникает из-за неустойчивости при прогревании ниж. слоёв, примыкающих к поверхности планеты.

Лит. см. при ст. *Гидроаэромеханика.*

АЭРОУПРУ́ГОСТЬ — раздел прикладной механики, в к-ром изучается взаимодействие упругой системы с потоком газа (воздуха). Явления А. встречаются во мн.

областях техники, в строит. деле при изучении ветровых воздействий на мосты и высотные сооружения, в судостроении и энергомашиностроении. Особенно важное значение исследования А. приобретают в авиации и ракетной технике.

Аэродинамич. силы, действующие на летат. аппарат (ЛА) при его движении в воздухе, вызывают деформации конструкции, к-рые, в свою очередь, приводят к изменению аэродинамич. сил. Явления, рассматриваемые в А., подразделяются на статические и динамические. К первым относятся взаимодействия аэродинамич. сил и сил упругости конструкции: д и в е р г е н ц и я — апериодич. потеря устойчивости крыла (оперения), потеря эффективности органов управления, вызванная статич. деформациями, влияние упругой деформации конструкции на распределение аэродинамич. давления по поверхности и на статич. устойчивость ЛА. К динамич. относятся явления, для к-рых существенны взаимодействия трёх видов сил — аэродинамических, инерционных и сил упругости: ф л а т т е р — колебат. потеря устойчивости ЛА или его частей, вызванная взаимодействием аэродинамич., упругих и инерционных сил; б а ф т и н г — вынужденные колебания части упругой конструкции под действием нестационарного обтекания, напр. срыва вихрей; *автоколебания* органов управления ЛА при трансзвуковом режиме полёта; реакция упругой конструкции на порывы ветра; влияние деформации конструкции на динамич. устойчивость полёта ЛА.

Потеря устойчивости конструкции ЛА объясняется тем, что упругая колебат. система в потоке воздуха является принципиально неконсервативной системой, в к-рую при определённом сочетании конструктивных параметров и режимов полёта поступает энергия из равномерного потока, что может привести к неограниченному возрастанию амплитуд колебаний и, следовательно, к разрушению конструкции.

Для совр. ЛА вследствие широко применяемых средств автоматизации управления полётом особое значение приобретает взаимодействие упругой конструкции с системой автоматич. управления. Влияние этой системы заметно усложняет анализ аэроупругого взаимодействия в связи с необходимостью учитывать нелинейные свойства её механич., гидравлич. и электронных элементов, а её функционирование приводит к специфич. видам потери аэроупругой устойчивости. Применяются спец. системы автоматич. управления — т. н. активные, улучшающие аэроупругие и прочностные характеристики ЛА.

Становление А. как раздела прикладной механики относится к 30-м гг. 20 в., когда авиация столкнулась с такими явлениями, как бафтинг и флаттер самолётов. В СССР основы А. были заложены работами М. В. Келдыша, разработавшего теорию флаттера. Совр. А. представляет собой сложный комплекс расчётно-эксперим. исследований, базирующихся на применении достижений нестационарной аэродинамики, строит. механики, вычислит. техники. Явления А. изучаются на основе расчётных и эксперим. методов. Для построения математич. модели А. разрабатывается расчётная динамич. схема, приближенно отображающая свойства реальной конструкции и представляющая собой систему элементов, достаточно простых для описания их упругих свойств (напр., балки, пластины и др.). Для определения аэродинамич. воздействий применяют те или иные аэродинамич. теории в зависимости от режима полёта. Расчёт аэродинамич. сил производят при определённых, упрощающих задачу предположениях. Наиб. близкую к действит. картине обтекания колеблющегося ЛА в потоке воздуха даёт теория крыла в нестационарном потоке, на основе к-рой разработаны методы вычисления аэродинамич. сил для разл. режимов (дозвуковой, трансзвуковой, сверхзвуковой и гиперзвуковой режимы полёта). Развитие вычислит. техники обусловило широкое применение численных методов для определения нестационарных давлений на колеблющейся аэродинамич. поверхности произвольной конфигурации.

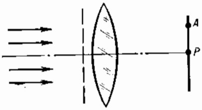
Наряду с расчётными широко применяются эксперим. методы исследования. Один из осн. эксперим. методов — испытания динамически подобных моделей ЛА в *аэродинамических трубах* — позволяет достаточно полно изучить явление в наземных условиях на нач. стадиях проектирования ЛА. Исследования в аэродинамич. трубе особенно важны в тех случаях, когда возникают затруднения в получении достоверных результатов расчётными методами, напр. при решении задач А. в области трансзвуковых скоростей полёта или при срыве потока.

Лит.: Н е к р а с о в А. И., Теория крыла в нестационарном потоке, М.—Л., 1947; Б и с п л и н г х о ф ф Р. Л., Э ш л и Х., Х а л ф м э н Р. Л., Аэроупругость, пер. с англ., М., 1958; Ф ы н Я. Ц., Введение в теорию аэроупругости, пер. с англ., М., 1959; С м и р н о в А. И., Аэроупругая устойчивость ЛА, М., 1980; Ф е р ш и н г Г., Основы аэроупругости, пер. с нем., М., 1984.

А. Ф. *Минаев.*

Б

БАБИНЕ́ ТЕОРЕ́МА в т е о р и и д и ф р а к ц и и — теорема, согласно к-рой фраунгоферовы дифракц. картины от каждого из дополнит. экранов, получаемые в фокальной плоскости линзы, одинаковы для любой точки, за исключением самого фокуса. Дополнит. наз. экраны, для к-рых прозрачные места (отверстия) одного соответствуют непрозрачным местам др., и наоборот.



При параллельном падении лучей на линзу (рис.) амплитуда света во всех точках фокальной плоскости (напр., A), кроме фокуса P, равна нулю (если пренебречь дифракцией на краях линзы). Если на пути лучей поместить экран с отверстием (не очень большим по сравнению с длиной волны света λ), то в результате дифракции на отверстии в точке A появится свет амплитуды α. При дифракции на дополнит. экране свет в точке A будет иметь амплитуду β. Наличие обоих дополнит. экранов эквивалентно полному отсутствию отверстий, на к-рых происходила дифракция, следовательно $\alpha+\beta=0$, т. е. $\alpha=-\beta$. Т. о., дополнит. экраны дают в любой точке равные, но противоположные по фазе амплитуды, а интенсивности (пропорциональные квадрату амплитуды) — равные. Б. т. доказана. Б. т. позволяет упростить решение мн. дифракц. задач, заменяя экраны дополнительными. Установлена Ж. Бабине (J. Babinet) в 1837.

Лит. см. при ст. *Дифракция света.*

БА́ЗИС в е к т о р н о г о п р о с т р а н с т в а (от греч. básis — основание) — набор векторов, таких, что всякий вектор представляется однозначно в виде линейной комбинации векторов этого набора. Число элементов Б. наз. размерностью пространства. Если $\boldsymbol{e}_1, \ldots, \boldsymbol{e}_n$ — Б. n-мерного пространства, то коэфф. $x^1, \ldots, x^n$ в разложении $\boldsymbol{x}=\sum_{j=1}^{n} x^j \boldsymbol{e}_j$ вектора $\boldsymbol{x}$ называется его компонентами. Б. — фундам. понятие векторного исчисления; позволяет выражать все соотношения между векторами в терминах чисел (компонент). В *гильбертовом пространстве*, где имеется положительно определённое скалярное произведение, используется ортонормированный Б. — множество попарно ортогональных векторов $\{\boldsymbol{e}_\alpha\}$ единичной длины, таких, что произвольный вектор $\boldsymbol{x}$ представляется в виде конечной или счётной линейной комбинации векторов e_α: $x=\sum_\alpha x^\alpha e_\alpha$, где

$$\sum_\alpha |x^\alpha|^2 < \infty.$$

Если ортонормированный Б. конечен или счётен, то гильбертово пространство наз. сепарабельным.

Лит.: Гельфанд И. М., Лекции по линейной алгебре, 4 изд., М., 1971. *А. И. Оксак.*

БА́ЗИС КРИСТАЛЛИ́ЧЕСКОЙ СТРУКТУ́РЫ — полная совокупность координат центров атомов в симметрично независимой области кристаллич. структуры. Центры атомов в любой идеальной кристаллич. структуре образуют одну (в простейших случаях) или несколько правильных систем точек, к-рые в каждой *фёдоровской группе* подразделяются на т. н. позиции Уайкова. Две правильные системы точек относятся к одной позиции Уайкова, если они имеют точки, принадлежащие одному и тому же элементу симметрии (частные правильные системы точек), либо находятся в общем положении (общие правильные системы, к к-рым причисляются точки, принадлежащие скользящим плоскостям симметрии и винтовым осям). Разл. позиции Уайкова для каждой из 230 фёдоровских групп приведены в Междунар. таблицах по кристаллографии. Каждая правильная система содержит одну точку в независимой области.

Т. о., кристаллич. структура полностью задаётся следующими характеристиками: 1) фёдоровской группой; 2) метрич. параметрами элементарной ячейки (параллелепипеда Браве); 3) индексами позиций Уайкова, составляющих эту структуру правильных систем точек; 4) численными значениями свободных координат этих позиций в репере Браве (см. *Браве решётки*). Координаты всех атомов кристаллич. структуры можно рассчитать, исходя из этих данных и используя Междунар. таблицы. Эксперим. определение кристаллич. структур производится методами *рентгеновского структурного анализа, электронографии, нейтронографии*.

Лит.: Бокий Г. Б., Введение в кристаллохимию, М., 1954; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979; International tables for X-ray crystallography, v. 1— Symmetry groups, Birmingham 1969; International tables for X-ray diffraction, v. A, Dordrecht—Boston, 1983. *Б. К. Вайнштейн, Р. В. Галиулин.*

БАЛЛ (от франц. balle — мяч, шар) — условная единица для количественной оценки величины, интенсивности или степени к.-л. явления или свойства по соотв. балльной шкале (напр., 12-балльная шкала силы землетрясений, разл. шкалы твёрдости материалов).

Лит.: Кнорринг В. Г., Развитие репрезентационной теории измерений, «Измерения, контроль, автоматизация», 1980, № 11—12 (библ.).

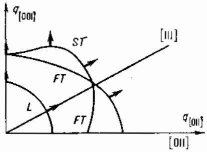
БАЛЛИСТИ́ЧЕСКАЯ ТРАНСФОРМА́ЦИЯ ВОЛН — возбуждение за барьером непрозрачности для исходной волны волн другого типа, связанное с прохождением этих барьеров потоками заряж. частиц, промодулированных исходной волной. Б. т. в. возможна в бесстолкновит. плазме, когда промодулированные потоки частиц проникают за барьеры непрозрачности, генерируя в этих областях новые типы волн. Подробнее см. в ст. *Трансформация волн в плазме.* *В. И. Орлевский.*

БАЛЛИСТИ́ЧЕСКИЕ ФОНО́НЫ — неравновесные акустич. *фононы*, распространяющиеся в кристалле без рассеяния. Баллистич. распространение нарушается рассеянием на статич. *дефектах* кристаллич. решётки и свободных носителях заряда, а также фонон-фононным рассеянием. Сечения этих процессов растут с ростом частоты ω фонона, поэтому баллистич. распространение имеет место только для фононов достаточно низких частот в совершенных кристаллах *диэлектриков* и *полупроводников* при достаточно низкой темп-ре T образца. При типичных расстояниях между излучателем и приёмником $R=0{,}1-1$ см Б. ф. с $\omega/2\pi \leqslant 10^{12}$ Гц можно наблюдать при $T \leqslant 4$ К.

Обычный источник Б. ф.— металлич. плёнка (толщиной $\simeq 300$ Å и площадью $\simeq 0{,}1$ мм^2), напыленная на одну из граней образца и нагреваемая до темп-ры $T^* > T$ импульсом тока или лазерного излучения (длительностью $\simeq 0{,}1$ мкс). Плёнка инжектирует в кристалл фононы с широким спектром частот, соответствующим *Планка закону излучения* с темп-рой T^*; угловое распределение инжектир. фононов близко к изотропному. Простейшим детектором фононов служит *болометр* — плёнка примерно таких же размеров, как излучатель, напыленная на др. грань образца; отклик болометра обусловлен изменением его сопротивления при нагреве за счёт поглощения фононов.

Измеряя времена прихода, можно получить информацию о законе дисперсии $v(\omega)$ фононов в диапазоне 10^{11}—10^{12} Гц, к-рый недоступен для УЗ-методов (ограниченных частотами $\leqslant 10$ ГГц) и в к-ром нейтронные измерения (см. *Неупругое рассеяние нейтронов*) имеют малую точность из-за малой передачи импульса при рассеянии. Высота баллистич. пика пропорц. $\exp(-R/l)$, где l — длина свободного пробега фонона. По высоте пика можно судить об интенсивности рассеяния фононов каждой поляризации при фиксированном направлении $\boldsymbol{q}$ (т. к. l усреднена только по ω). С помощью сверхпроводящего детектора, регистрирующего только фононы, поглощение к-рых приводит к разрыву куперовских пар (т. е. с $\omega > 2\Delta/\hbar$), где Δ — энергетич. щель сверхпроводника), можно измерить $v(\omega)$ и $l(\omega)$ только при $\omega > 2\Delta/\hbar$, т. е. разделить фононы по частоте.

Анизотропия существенно усложняет картину баллистич. распространения. Из рис. видно, что даже в наиб. симметрич. направлении [001] распространяются



Сечение многолистной поверхности $\omega(\boldsymbol{q})=\text{const}$ плоскостью (011) в кубическом кристалле. Видна изолированная поверхность, соответствующая L фононам, и 2 взаимно пересекающиеся поверхности, отвечающие T фононам. На них раздельно помечены листы, соответствующие фононам малой (ST) и большой (FT) фазовым скоростям $s=\omega/q$.

не только фононы с $\boldsymbol{q} \parallel [001]$, но и медленные ST фононы [от англ. *slow*, для к-рых q лежит в плоскости (011)]. Такие же ST фононы есть в плоскости (001). С учётом симметрии, т. о., оказывается, что $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{q}) \parallel [001]$ в 10 точках $\boldsymbol{q}$: в 1 точке на листе L, в 1 точке касания листов FT (от англ. Fast — быстрый) и ST и в 8 точках на листе ST. Среди этих групповых скоростей 4 разные, так что если $\boldsymbol{R} \parallel [001]$, то детектор должен зафиксировать 4 импульса — 1 продольный и 3 близких по времени прихода поперечных. Если быстрые FT фононы, инжектированные точечным излучателем, распределены по направлениям $\boldsymbol{q}$ изотропно, то их скорости $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{q})$ группируются около направлений [001] и [011], а около направлений [111] есть области телесных углов, внутрь к-рых групповые скорости вообще не попадают. Это значит, что поток энергии FT фононов будет концентрирован вдоль [001] и [011] (фононная фокусировка) и будет равен 0 в конусах с осями $\parallel$ [111] (внутр. *коническая рефракция*).

Лит.: Физика фононов больших энергий, пер. с англ., М., 1976; Bron W. E., Spectroscopy of high-frequency phonons, «Repts Prog. Phys.», 1980, v. 43, p. 301; Narayanamurti V., Phonon optics and phonon propadation in semiconductor, «Science», 1981, v. 213, p. 717. *И. Б. Левинсон.*

БА́ЛЬМЕРА СЕ́РИЯ (по имени И. Я. Бальмера, J. J. Balmer) — спектральная серия, наблюдающаяся для атомов водорода; волновые числа ν Б. с. определяются ф-лой Бальмера:

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

где $n=3, 4, 5, \ldots$, R — *Ридберга постоянная*. Линии Б. с. лежат в видимой и близкой УФ-областях спектра; линии, получающиеся при $n=3, 4, 5, \ldots$, обозначаются соотв. H_α, H_β, H_γ, ... Б. с. была впервые обнаружена в спектре Солнца (*фраунгоферовы линии* C, F, G и L являются линиями H_α, H_β, H_γ и H_δ). Длина волны λ первой линии Б. с. равна 656,28 нм, граница серии лежит при λ=364,6 нм. В лаб. условиях Б. с. можно наблюдать при электрич. разряде в водороде. Благодаря распространённости водорода во Вселенной Б. с. наблюдается в спектрах большинства космич. объектов.

Анализ интенсивностей линий Б. с. позволяет судить о темп-рах звёзд, т. к. для получения интенсивных линий необходимо, чтобы в их образовании участвовало достаточное кол-во неионизованных возбуждённых атомов водорода. Такие условия выполняются в атмосферах звёзд спектрального класса A с темп-рой $T \cong 10^4$ К (в более холодных звёздах с $T<6 \cdot 10^3$ К мало возбуждённых атомов водорода, в горячих звёздах с $T>3 \cdot 10^4$ К почти все атомы водорода ионизованы). Сравнивая контуры линий Б. с., получают информацию о плотностях звёздных атмосфер.

БА́ЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕ́НТ — отношение интенсивностей I водородных эмиссионных спектральных линий *Бальмера серии* в спектрах газовых туманностей и др. астрофиз. объектов. Обычно интенсивность линии H_β принимают за единицу и сравнивают интенсивности др. линий с ней.

Б. д. определяется в осн. населённостью уровней энергии атомов водорода и условиями выхода фотонов. В зонах НII заселение уровней водорода происходит гл. обр. при радиац. рекомбинациях ионов и электронов. Зоны НII обычно являются оптически толстыми для изучения в линиях *Лаймана серии*, но оптически тонкими для др. линий водорода и в непрерывном спектре. В этом случае величина Б. д. очень слабо зависит от темп-ры, плотности вещества и *оптической толщины* туманности в линиях серии Лаймана. При параметрах, типичных для зон НII: $I(H_\alpha) : I(H_\beta) : I(H_\gamma) : I(H_\delta) : I(H_\varepsilon)\ldots = 2{,}81 : 1 : 0{,}47 : 0{,}26 : 0{,}16\ldots$ Обычно наблюдаемые значения Б. д. искажены из-за селективного *межзвёздного поглощения* света, делающего наблюдаемый Б. д. более крутым. Сравнение теоретич. Б. д. с наблюдаемым используют для измерения межзвёздного поглощения света.

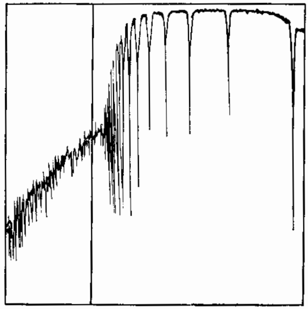
В др. астрофиз. объектах с эмиссионными спектрами, напр. в остатках вспышек сверхновых звёзд, активных ядрах галактик, квазарах, звёздах Вольфа — Райе, величина Б. д. определяется большим набором процессов, таких, как возбуждение и деактивация уровней ударами частиц, многократное рассеяние в спектральных линиях водорода (в случае, если изучающие газовые образования оптически толсты в этих линиях) и т. д. В этих объектах Б. д. может сильно отличаться от Б. д. для зон НII и быть более крутым и переменным во времени. Наблюдаемые значения Б. д. в совокупности с др. данными наблюдений можно использовать для определения физ. условий в этих объектах.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Межзвездная среда, М., 1963; Mathews W. G., Blumenthal G. R., Grandi S. A., Hydrogen line intensities from dense plasmas-application to quasar spectra, «Astrophys. J.», 1980, v. 235, p. 971.

Н. Г. Бочкарёв.

БА́ЛЬМЕРОВСКИЙ СКАЧО́К — резкое изменение интенсивности $I(\lambda)$ непрерывного излучения мн. астрофиз. объектов на малом интервале длин волн вблизи границы *Бальмера серии* (λ_∞=3646 Å). Наряду с Б. с. существуют скачки у границ др. спектральных серий водорода и сильных спектральных серий др. элементов (гл. обр. в УФ-диапазоне).

Б. с. возникает из-за скачка коэффициента поглощения a непрерывного излучения атомами водорода вблизи λ_∞: $a(\lambda=\lambda_\infty+\Delta\lambda)<a(\lambda=\lambda_\infty-\Delta\lambda)$, где $0<\Delta\lambda\ll\lambda_\infty$. Уменьшение a объясняется тем, что фотоны с $\lambda>\lambda_\infty$ уже не могут ионизовать атом водорода со 2-го уровня энергии. В спектрах звёзд $I(\lambda_\infty+\Delta\lambda)>I(\lambda_\infty-\Delta\lambda)$ (рис.). Это обусловлено ростом темп-ры с глубиной. Т. к. при $\lambda=\lambda_\infty+\Delta\lambda$ коэф. a меньше, то на этих длинах волн видно изучение более глубоких и следовательно более горячих слоёв атмосферы, чем при $\lambda=\lambda_\infty-\Delta\lambda$. Б. с. в спектрах звёзд слегка сдвинут от λ_∞ в сторону больших λ и размыт на десятки, а для белых карликов — на сотни Å. Это является следствием *уширения спектральных линий* давлением. Вблизи границы серии Бальмера линии сливаются друг с другом, как бы продолжая непрерывный спектр и отодвигая положение Б. с. По положению и размытию Б. с., а также



Регистрограмма спектра звезды γ Близнецов спектрального класса A0V. Вертикальная линия показывает место границы серии Бальмера λ_∞=3646 Å. Длины волн возрастают слева направо.

по перепаду интенсивности излучения в нём можно судить о *светимости классе* и др. физ. параметрах звезды. На основе измерения указанных трёх характеристик Б. с. разработана классификация звёзд. Наиб. ярко выражен Б. с. у звёзд спектральных классов A и F.

Б. с. наблюдается также в спектрах газовых туманностей, активных ядер галактик, квазаров и т. д. В зонах НII и планетарных туманностях величина Б. с. $I(\lambda_\infty-\Delta\lambda)/I(\lambda_\infty+\Delta\lambda)$ достигает 5 и более. Знак Б. с. противоположен знаку Б. с. у звёзд: $I(\lambda_\infty+\Delta\lambda)<I(\lambda_\infty-\Delta\lambda)$. Это связано с тем, что здесь наблюдается излучение прозрачного газа на фоне тёмного неба и менее прозрачные участки светят ярче в соответствии с *Кирхгофа законом излучения*. Величина Б. с. зависит от темп-ры туманности, а при концентрациях атомов 10^4—10^5 см$^{-3}$ также и от плотности вещества. Б. с. позволяет судить об этих параметрах туманностей.

У звёзд, окружённых газовыми оболочками, действуют эффекты, характерные как для звёзд, так и для туманностей, и Б. с. может иметь любой знак.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Межзвездная среда, М., 1963; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Аллер Л., Лиллер У., Планетарные туманности, пер. с англ., М., 1971; Грей Д., Наблюдения и анализ звездных фотосфер, пер. с англ., М., 1980.

Н. Г. Бочкарев.

БА́НЧЕР — то же, что *группирователь*.

БАНЧИРО́ВКА (от англ. bunch — образовывать нучки, сбивать в кучу) — группирование частиц первоначально непрерывного пучка в отд. сгустки или усиление степени группирования частиц (сжатие сгустков). Б. применяется в ускорителях, в частности перед инжекцией пучка частиц в линейный ускоритель резонансного типа, для к-рого эфф. захват пучка в режим ускорения требует предварит. группирования частиц в сгустки. Б. применяется также для увеличения пиковой интенсивности пучка частиц. Устройство, предназначенное для Б. пучка частиц, наз. банчером или *группирователем*.

Э. Л. Бурштейн.

БАР (от греч. báros — тяжесть), бар — внесистемная единица давления, применявшаяся гл. обр. в метеорологии. 1 бар=10^5 Па=0,986923 атм. Б. также называлась единица давления в *СГС системе единиц* (1 бар= =1 дин/см^2).

БА́РДИНА—КУ́ПЕРА—ШРИ́ФФЕРА МОДЕ́ЛЬ (модель БКШ) — теория *сверхпроводимости* кристаллич. твёрдых тел, основанная на представлении о сверхтекучести куперовских пар электронов (см. *Купера эффект*). Создана Дж. Бардином (J. Bardeen), Л. Купером (L. Cooper), Дж. Шриффером (J. Schrieffer) в 1957. Теория рассматривает *гамильтониан*, учитывающий исключительно притяжение между электронами с равными по величине и противоположно направленными импульсами и антипараллельными спинами, характеризуемое одной положит. константой связи g. Гамильтониан $\hat{H}$ электронов в модели БКШ, записанный с помощью операторов *вторичного квантования*, имеет вид

$$\hat{H}=\Sigma_{p,\,\alpha}\,\varepsilon_0\,(p)\,a^{+}_{p\alpha}\,a_{p\alpha}-\frac{g}{V}\,\Sigma_{p,\,p'}\,a^{+}_{p'\uparrow}\,a^{+}_{-p'\downarrow}\,a_{-p\downarrow}\,a_{p\downarrow},$$

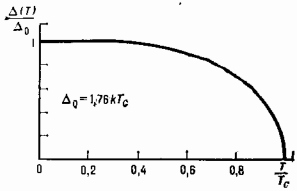
где $\varepsilon_0\,(p)$ — энергия невзаимодействующих электронов, $a^{+}_{p\alpha}$ и $a_{p\alpha}$ — операторы рождения и уничтожения электронов с определ. импульсом p и проекцией спина α ($\uparrow$ или $\downarrow$), V — объём системы.

Задача об определении осн. состояния системы с таким модельным гамильтонианом, как показал Н. Н. Боголюбов, решается точно. Имеется неск. методов решения ур-ний теории БКШ: преобразование Боголюбова, метод спиновой аналогии и др. Система ур-ний для *Грина функций* сверхпроводящей системы в модели БКШ наз. ур-ниями Горькова.

Зависимость энергии ε фермиевских *квазичастиц* (возбуждений относительно осн. состояния) от импульса p в модели БКШ имеет вид

$$\varepsilon\,(p)=\left[\Delta^2+v_F^2\,(p-p_F)^2\right]^{1/2},$$

где v_F и p_F — скорость и импульс частиц на ферми-поверхности, а энергетическая щель Δ является осн. характеристикой сверхпроводящих свойств системы. Такой энергетич. спектр удовлетворяет критерию сверх-



текучести Ландау (миним. значение ε/p отлично от нуля), т. е. металл с соответствующим электронным спектром является сверхпроводящим. Темп-рную зависимость энергетич. щели $\Delta(T)$ в модели БКШ см. на рис.

Появление энергетич. щели в теории БКШ является результатом неустойчивости вырожденной ферми-системы (с притяжением между частицами) по отношению к образованию связанных состояний парами частиц, находящихся в импульсном пространстве вблизи ферми-поверхности и обладающих нулевым суммарным импульсом, орбитальным моментом и спином (куперовское или БКШ-спаривание). Величину 2Δ можно рассматривать как энергию связи пары. Характерный размер пары $\xi\sim\hbar v_F/\Delta$. БКШ-спаривание не сводится просто к образованию связанного состояния двух частиц. Оно представляет собой чисто коллективное явление в вырожденной ферми-системе и происходит даже при сколь угодно слабом притяжении между частицами. Такое спаривание означает появление корреляции в движении частиц, находящихся на расстоянии ξ друг от друга, намного превосходящем ср. расстояние между частицами.

При нулевой темп-ре величина энергетич. щели равна $\Delta\equiv\Delta_0=\varepsilon^*\exp(-2/gv_F)$, где $v_F=mp_F/\pi^2\hbar^3$ — плотность состояний частиц вблизи ферми-поверхности, m — эфф. масса электрона. Если притяжение между электронами обусловлено *фрёлиховским взаимодействием*, то величина характерной энергии $\varepsilon^*\sim\hbar\omega_D$, где ω_D — дебаевская частота. Неаналитичность зависимости $\Delta_0(g)$ означает, что в модели БКШ, рассматривая притяжение как возмущение, нельзя получить осн. состояние сверхпроводящей системы из осн. состояния невзаимодействующих электронов ни в каком порядке теории возмущений.

Модель БКШ даёт описание перехода в сверхпроводящее состояние как *фазового перехода* второго рода в рамках теории Ландау. Роль параметра порядка в теории сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау — Абрикосова — Горькова (ГЛАГ-теории) играет энергетич. щель Δ.

Вблизи сверхпроводящего перехода щель $\Delta\,(T)$ стремится к нулю пропорционально $(1-T/T_c)^{1/2}$, причём температура перехода T_c связана с Δ_0 соотношением $T_c\approx0{,}57\,\Delta_0/k$.

На основе модели БКШ была построена первая последовательная теория сверхпроводимости, давшая объяснение на микроскопич. уровне ряду кинетич. и термодинамич. эффектов в сверхпроводниках (скачку теплоёмкости, *Мейснера эффекту*, *изотопическому эффекту* и др.). Несмотря на то что модель БКШ весьма условно отражает сложный характер взаимодействия квазичастиц в металле, для нек-рых металлов, напр. Sn, теория БКШ даёт хорошее количественное согласие с экспериментом.

Модель БКШ хорошо обоснована для вырожденного, почти идеального ферми-газа со слабым притяжением между частицами. В этой связи модель БКШ иногда наз. моделью слабой связи. Моделью БКШ часто наз. также аналогичные модели со спариванием, при к-ром оказывается не равным нулю момент (как в сверхтекучем ^{3}He) или импульс пары.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Толмачев В. В., Ширков Д. В., Новый метод в теории сверхпроводимости, М., 1958; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Киттель Ч., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1967; Шриффер Дж., Теория сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1970; Анималу, Квантовая теория кристаллических твердых тел, пер. с англ., М., 1981; Fröhlich H., Interaction of electrons with lattice vibrations, «Proc. Roy. Soc., Ser. A.», 1952, v. 215, p. 291; Cooper L. N., Bound electron pairs in a degenerate Fermi gas, «Phys. Rev.», 1956, v. 104, p. 1189; Bardeen J., Cooper L., Shrieffer J., Theory of superconductivity, там же, 1957, v. 108, p. 1175.

А. Э. Мейерович.

БА́РИЙ (от греч. barýs — тяжёлый; лат. Barium), Ba,— хим. элемент II группы периодич. системы элементов подгруппы щёлочноземельных элементов, ат. номер 56, ат. масса 137,33. Природный Б. содержит 7 стабильных изотопов, среди к-рых преобладает ^{138}Ba (71,66%). Электронная конфигурация внеш. оболочки $6s^2$. Энергии последовательных ионизаций равны соответственно 5,212 и 10,004 эВ. Металлический радиус 0,221 нм, радиус иона Ba^{2+} 0,138 нм. Значение электроотрицательности 0,97.

В свободном виде барий — серебристо-белый металл, обладающий кубич. объёмноцентрир. решёткой с параметром $a=0{,}5019$ нм, плотность 3,76 кг/дм^3, $t_{пл}=710$°C, $t_{кип}=1640$°C, теплота плавления 8,66 кДж/моль, теплота испарения 151 Дж/моль, теплоёмкость 28,76 кДж/моль, удельное электросопротивление $6\cdot10^{-5}$ Ом·см (при 0°C), твёрдость по шкале Мооса 2,0.

В соединениях проявляет степень окисления +2. Химически высокоактивен, реагирует с водой, выделяя водород, на воздухе покрывается плёнкой, содержащей BaO, BaO_2 и Ba_3N_2.

Сплавы Б. применяют в качестве поглотителей газов в вакуумной технике. Соединения Б. сильно поглощают рентгеновское и γ-излучение, что используют при создании защитных материалов в ядерном реакторостроении. Мало распространённые ^{130}Ba (0,101%) и ^{132}Ba (0,097%) могут использоваться как стабильные индикаторы. В качестве радиоактивных индикаторов применяются искусств. изотопы ^{131}Ba (электронный захват, $T_{1/2}=11{,}5$ сут), ^{133}Ba (электронный захват, $T_{1/2}=10{,}73$ года), ^{140}Ba (β^--распад, $T_{1/2}=12{,}79$ сут). *С. С. Бердоносов.*

БАРИО́НИЙ (квазиядро) — квазиядерное связанное состояние пары барион-антибарион с малым (по сравнению с массой бариона) дефектом или избытком массы. На языке кварковой модели адронов — *многокварковое состояние* (из *кварков* и антикварков). Силы притяжения, действующие между барионом и антибарионом, обеспечивающие возможность существования Б., имеют ту же природу, что и ядерные силы. Радиус Б. $\sim 10^{-13}$ см. Б. нестабилен вследствие неизбежной аннигиляции его составляющих; время его жизни $\geqslant 10^{-23}$ с (что отвечает естеств. ширинам $\leqslant 100$ МэВ). Б. должен иметь целое значение спина и нулевой барионный заряд, т. е. обладать свойствами мезонов. Внешне Б. проявляется как тяжёлый мезонный *резонанс*, распадающийся на π-мезоны или барион-антибарионную пару. Ожидаемая масса Б. ~ 2 ГэВ. В принципе Б. может состоять из бариона и антибариона с любыми внутр. квантовыми числами, напр. *странностью.* Экспериментально отчётливо наблюдались резонансы нуклон-антинуклон в области энергий ~ 2 ГэВ с характерной адронной шириной (~ 100 МэВ). Вопрос о существовании более узких состояний Б. окончательно не решён. Теоретически существование связанной системы нуклон-антинуклон было предсказано И. С. Шапиро с сотрудниками в 1969. *М. Ю. Хлопов.*

БАРИО́ННАЯ АСИММЕТРИ́Я ВСЕЛЕ́ННОЙ — экстраполяция на Вселенную в целом наблюдаемого преобладания вещества над *антивеществом* в нашем локальном скоплении галактик. Заключение об отсутствии сопоставимого с веществом кол-ва антивещества (в скоплении галактик доля антивещества составляет $<10^{-4}$) основано на эксперим. поисках аннигиляц. γ-квантов.

Количеств. мерой асимметрии Вселенной служит величина

$$\delta = \frac{n-\tilde{n}}{n_\gamma},$$

где n, $\tilde{n}$ и n_γ — концентрации барионов, антибарионов и реликтовых фотонов. Концентрация реликтовых фотонов известна достаточно хорошо — они имеют планковский спектр с темп-рой $T \sim 3$К, что соответствует $n_\gamma = 500$ см$^{-3}$. Плотность барионного заряда известна гораздо хуже: ограничения на параметр замедления расширения Вселенной из космологич. плотности вещества дают $n < 3\cdot 10^{-6}$ см$^{-3}$; снизу n ограничено массой видимого вещества галактик: $n > 3\cdot 10^{-8}$ см$^{-3}$. Т. о., $\delta = 10^{-8}$—10^{-10}. При адиабатич. расширении Вселенной величина δ слабо зависит от времени. Так, с момента $t = 10^{-6}$ с, что соответствует темп-ре Вселенной $T \sim 1$ ГэВ (см. *Горячей Вселенной теория*), к настоящему времени она уменьшилась приблизительно в 5 раз из-за подогрева фотонного газа при аннигиляции тяжёлых частиц (изменения δ за счёт возможных процессов с несохранением *барионного числа* B не происходит, поскольку их скорость при $T \leqslant 1$ ГэВ пренебрежимо мала). Физ. смысл величины δ состоит в том, что при $t \leqslant 10^{-6}$ с она совпадает по порядку величины с относит. избытком барионов над антибарионами, поскольку при $T \sim 1$ ГэВ кол-во нуклон-антинуклонных (кварк-антикварковых) пар и фотонов совпадает (с точностью до числа степеней свободы). Т. о., при $t \sim 10^{-6}$ с на 10^8—10^{10} барион-антибарионных пар приходился один избыточный барион.

Величина δ является фундам. характеристикой Вселенной. Объяснение происхождения Б. а. В. и величины δ — одна из ключевых проблем совр. космологии и физики элементарных частиц. Конечно, можно стать на точку зрения, что Вселенная с самого начала была глобально асимметричной, а величину δ задать как начальное условие. Такое «объяснение» ничему не противоречит, однако оно представляется неудовлетворительным.

Наиб. привлекательным является такое объяснение происхождения Б. а. В., в к-ром принимается, что Вселенная сначала симметрична по B, а затем на нек-ром этапе возникает асимметрия в наблюдаемой части Вселенной. Если закон сохранения барионного числа в микропроцессах является точным, то для этого необходима либо сепарация вещества и антивещества в макроскопич. масштабах (что считается трудно осуществимым), либо «погребение» антибарионов в *чёрные дыры*, к-рые при условии нарушения *CP-инвариантности* могут разделить вещество и антивещество. Последний подход рассматривался; однако для количеств. оценок он требует дополнит. гипотез о существовании тяжёлых частиц, распадающихся с сильным нарушением CP-инвариантности.

Наиб. естественным с точки зрения физики частиц представляется подход, при к-ром барионное число не сохраняется. Общие условия возникновения Б. а. В. при этом таковы. Взаимодействия, не сохраняющие B, должны нарушать зарядовую симметрию C (см. *Зарядовое сопряжение*), поскольку при сохранении C скорости прямых и обратных процессов с несохранением B одинаковы. Аналогично должна нарушаться CP-инвариантность. Наконец, эти процессы B-нарушающего взаимодействия не должны находиться в термодинамич. равновесии, поскольку тогда требование сохранения симметрии CPT (см. *Теорема CPT*) обеспечивает нейтральность системы по всем несохраняющимся зарядам, в данном случае по B, т. е. в термодинамич. равновесии $B=0$. Синтез моделей *великого объединения* и теории горячей Вселенной обеспечивает естеств. выполнение всех условий образования Б. а. В., поскольку модели великого объединения содержат C- и CP-несохраняющие взаимодействия, нарушающие B, а Вселенная при своём расширении и охлаждении проходит стадию, когда эти взаимодействия выходят из равновесия.

Предполагаемый механизм возникновения Б. а. В. таков. Согласно моделям великого объединения, в природе существуют лептокварки (X) — частицы, переносящие взаимодействия с несохранением B. Их масса зависит от модели: векторные лептокварки обычно имеют массу порядка $M_X \sim 10^{14}$—10^{16} ГэВ, а скалярные $\sim 10^{10}$—10^{15} ГэВ. Вследствие C- и CP-нарушения, а также несохранения B при распаде лептокварков чаще образуются кварки (q) и лептоны (l), чем антикварки ($\tilde{q}$) и антилептоны ($\tilde{l}$). Зарядово-симметричная часть вещества плазмы в последующей эволюции Вселенной аннигилирует в конце концов в фотоны, нейтрино и антинейтрино, тогда как асимметричная часть остаётся, давая начало наблюдаемому миру галактик, звёзд и т. п. Величина возникающей т. о. асимметрии определяется как параметрами модели великого объединения, так и законом эволюции Вселенной. Так, предположим, что существует один лептокварк X, к-рый может распадаться либо на два антикварка, либо на кварк и лептон с парциальными ширинами соответственно Γ_1 и Γ_2. Тогда барионный заряд B_X, образующийся при распаде X, равен ($B_q = {}^1/_3$):

$$B_X = \frac{1}{\Gamma_{tot}}\left(\frac{1}{3}\Gamma_2 - \frac{2}{3}\Gamma_1\right)$$

(Γ_{tot} — полная ширина распада). Для антилептокварка $\tilde{X}$, распадающегося по схеме: $\tilde{X} \longrightarrow qq$ или $\tilde{X} \rightarrow \tilde{q}l$ с ширинами $\tilde{\Gamma}_1$ и $\tilde{\Gamma}_2$, $B_{\tilde{X}} = \frac{1}{\Gamma_{tot}}\left(-\frac{1}{3}\tilde{\Gamma}_2 + \frac{2}{3}\tilde{\Gamma}_1\right)$.

В силу CPT-теоремы $\Gamma_{tot} = \Gamma_1 + \Gamma_2 = \tilde{\Gamma}_1 + \tilde{\Gamma}_2$, однако из-за несохранения C и CP $\Gamma_1 \neq \tilde{\Gamma}_1$. Поэтому микроскопич. асимметрия

$$\delta_{\text{micro}} = \frac{1}{2}\left(B_X + B_{\tilde{X}}\right) = \frac{\tilde{\Gamma}_1 - \Gamma_1}{\Gamma_{\text{tot}}} \neq 0.$$

Макроскопич. асимметрия δ получается при этом порядка

$$\delta \sim \frac{0,1}{N}\,\delta_{\text{micro}} \cdot S,$$

где N — полное число степеней свободы всех частиц (оно определяет увеличение числа фотонов за счёт аннигиляции остальных частиц), S — макроскопич. фактор подавления, учитывающий влияние симметричной плазмы на распады лептокварков. В рассмотренном примере

$$S \approx \begin{cases} 1, & \text{если } \xi \leqslant 1, \\ \dfrac{0,2}{\xi \ln \xi}, & \text{если } \xi > 1, \end{cases}$$

где $\xi = \Gamma_{\text{tot}} \cdot M_0/M_X^2$, $M_0 = M_{Pl}/1{,}66 \cdot N^{1/2}$ ($M_{Pl} = 1{,}2 \times 10^{19}$ ГэВ — планковская масса). При $\xi \leqslant 1$ распады лептокварков являются неравновесными и поэтому весь избыток барионного заряда доживает до совр. эпохи. Если же $\xi \geqslant 1$, то частичное термодинамич. равновесие по процессам с несохранением B приводит к уменьшению Б. а. В. При определ. выборе параметров модели можно прийти к такой ситуации, когда Б. а. В. практически не зависит от нач. условий: даже если в сингулярности был барионный избыток, равновесный по взаимодействиям с несохранением B период «стирает» нач. значение B, при выходе же из этого периода Вселенная приобретает $B \neq 0$ за счёт микропроцессов. Получаемая при этом величина δ при естеств. выборе параметров составляет

$$\delta \sim 10^{-6} - 10^{-12}.$$

Большие неопределённости в предсказании δ в рамках моделей великого объединения связаны с возможностью существования разл. механизмов нарушения CP-инвариантности в этих моделях (напр., при спонтанном нарушении CP-симметрии могут образовываться макроскопические домены вещества и антивещества) и с недостаточным знанием законов эволюции Вселенной на ранних этапах её расширения (возможная неоднородность и анизотропность, влияние фазовых переходов с изменением группы симметрии великого объединения и т. д.). Трудно оценить также вклад в δ испарения первичных чёрных дыр из-за незнания их спектра и концентрации на ранних этапах расширения Вселенной. Вместе с тем близость оценки δ к наблюдат. данным приводит к заключению, что описанный механизм возникновения Б. а. В. может соответствовать действительности.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Сахаров А. Д., Нарушение CP-инвариантности и C-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной, «Письма в ЖЭТФ», 1967, т. 5, с. 32; Кузьмин В. А., CP-неинвариантность и барионная асимметрия Вселенной, там же, 1970, т. 12, с. 335; Зельдович Я. Б., Зарядовая несимметрия Вселенной как следствие испарения черных дыр и несимметрия слабого взаимодействия, там же, 1976, т. 24, с. 29; Игнатьев А. Ю., Кузьмин В. А., Шапошников М. Е., О происхождении барионной асимметрии Вселенной, там же, 1979, т. 30, с. 726; Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Космология и элементарные частицы, «УФН», 1980, т. 130, с. 559; Кузьмин В. А., Ткачев И. И., Шапошников М. Е., Существуют ли домены антивещества во Вселенной, «Письма в ЖЭТФ», 1981, т. 33, с. 557; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981; Вайнберг С., Первые три минуты, пер. с англ., М., 1981; Вилчек Ф., Космическая асимметрия между материей и антиматерией, пер. с англ., «УФН», 1982, т. 136, с. 149; Ignatiev A. Yu. и др., Universal CP-noninvariant superweak interaction and baryon asymmetry of the Universe, «Phys. Lett.», 1978, v. 76 B, p. 436. *В. А. Кузьмин, М. Е. Шапошников.*

БАРИÓННОЕ ЧИСЛÓ (барионный заряд), B,— характеристика частиц (и систем частиц), отражающая установленный на опыте закон сохранения «тяжёлых» частиц — *барионов*. Понятие «Б. ч.» введено в 1938 Э. Штюкельбергом для объяснения стабильности протона, поскольку законы сохранения энергии-импульса, момента кол-ва движения и электрич. заряда не могут «запретить» возможности распада протона на более лёгкие частицы (напр., по каналам: $p \to e^+\gamma$, $p \to e^+\pi^0$, $p \to \pi^+\nu$) или аннигиляции протонов в ядрах (напр., $pp \to e^+e^+$, $pp \to \pi^+\pi^+$). Отсутствие в природе таких переходов можно объяснить наличием у протона особого «заряда» — Б. ч., закон сохранения к-рого «запрещает» распад протона на *мезоны* и *лептоны*, не имеющие Б. ч. Подобно электрич. заряду, Б. ч. следует считать аддитивной величиной, причём Б. ч. частиц и *античастиц* должны быть равны по абс. величине и противоположны по знаку.

Используя предположение о сохранении Б.ч., можно однозначно установить его величину для всех др. частиц по их распадам. Напр., из наблюдения распадов $n \to pe^-\tilde{\nu}_e$, $\Lambda \to p\pi^-$, $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$, $\Delta^0 \to p\pi^-$, $K^+ \to \pi^+\pi^0$, $\omega \to \pi^+\pi^0\pi^-$ следует, что нейтрон, Λ-, Ξ-гипероны и Δ-резонанс имеют Б. ч., равные Б. ч. протона, а K^+- и ω-мезоны — нулевые Б. ч. Совокупность эксперим. данных подтверждает отсутствие переходов с нарушением закона сохранения Б. ч. не только для протона, но и для всех остальных частиц (напр., отсутствие распада $\Lambda \to e^+\pi^-$). Принимая условно Б. ч. протона за $+1$ (антипротона за -1), можно сформулировать закон сохранения Б. ч. как закон сохранения числа барионов: во всех процессах разность общего числа барионов и общего числа антибарионов сохраняется.

Все частицы, наблюдавшиеся в свободном состоянии, имеют целые Б. ч., т. е. кратные Б. ч. протона. Вместе с тем составляющим адронов — кваркам приписываются дробные Б. ч., равные $^1/_3$. (Следует, однако, отметить теоретич. возможность приписывать цветным кваркам и целые Б. ч.; см. *Кварки*.)

Математически закон сохранения Б. ч. может быть получен из предположения о том, что лагранжиан взаимодействующих полей инвариантен относительно след. преобразования полей всех частиц:

$$\psi_a \longrightarrow e^{iB_a\beta}\psi_a; \quad \psi_a^* \longrightarrow \psi_a^* e^{-iB_a\beta} \qquad (1)$$

($*$ означает комплексное сопряжение), где B_a — Б. ч. частицы, отвечающей полю ψ_a, β — произвольная постоянная, т. е. из предположения о существовании глобальной симметрии $U(1)$. Теоретич. возможность существования у лагранжиана локальной симметрии $U(1)$, т. е. инвариантности относительно преобразования (1) с величиной β, являющейся произвольной ф-цией пространственно-временной точки, приводила бы к существованию безмассового калибровочного поля (т. е. калибровочного поля, кванты к-рого имеют нулевую массу), источником к-рого было бы Б. ч. В этом случае Б. ч. играло бы роль «заряда», создающего особое поле — поле «барионных фотонов», а между барионами существовали бы особые дальнодействующие силы. Совр. эксперименты не обнаруживают таких сил. Из опытов, доказывающих равенство инертной и гравитац. масс с точностью до 10^{-12}, следует, что константа взаимодействия барионов с полем «барионных фотонов» (если бы оно существовало) должна быть, по крайней мере, на 45 порядков меньше константы эл.-магн. взаимодействия $\alpha \approx 1/137$. Отсутствие безмассового калибровочного поля, отвечающего Б. ч., т. е. отсутствие локальной симметрии, указывает на принципиальное различие между Б. ч. и электрич. зарядом, обладающим точным законом сохранения. Это может служить указанием на приближённый характер закона сохранения Б. ч.

В нек-рых моделях т. н. *великого объединения* слабого, эл.-магн. и сильного взаимодействий предсказывается возможность нарушения закона сохранения Б. ч. и, следовательно, возможность распада протона (напр., $p \to e^+\pi^0$) или осцилляции нейтрона ($n \to \tilde{n}$). Такой приближённый характер сохранения Б. ч. не представляется чем-то исключительным, поскольку известны др. величины (*странность*, *очарование* и др.), к-рые сохраняются в сильном и эл.-магн. взаимодействиях, но нарушаются в слабом. За нарушение Б. ч. в моделях великого объединения оказываются ответственными «сверхслабые» взаимодействия, переносимые калибровочными полями, кванты к-рых из-за *спонтанного нарушения симметрии* приобретают массы, на много порядков превышающие массы *промежуточных векторных бозонов* — переносчиков слабого взаимодействия ($W^{\pm}$, Z^0) или сверхтяжёлые *Хиггса бозоны*.

Существуют гипотезы о том, что нестабильность протона может объяснить наблюдаемую *барионную асимметрию Вселенной*. В связи с фундам. значением вопроса о стабильности протона готовятся опыты, в к-рых можно будет зарегистрировать распад протона, при условии, что его время жизни окажется меньше 10^{33}—10^{34} лет (эксперим. предел на время жизни протона $\tau_p \gtrsim 10^{32}$ лет).

Лит.: Stueckelberg E., Die Wechselwirkungkräfte in der Elektrodynamik und in der Feldtheorie der Kernkräfte, «Helv. phys. acta», 1938, B. 11, S. 225; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. *С. С. Герштейн.*

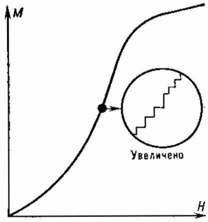
БАРИО́НЫ (от греч. barýs — тяжёлый) — частицы с равным единице барионным числом. Все Б. являются адронами и имеют полуцелый спин, т. е. подчиняются *Ферми—Дирака статистике*. К Б., в частности, относятся нуклоны (протон и нейтрон), *гипероны*, очарованные Б., а также барионные *резонансы*. Все Б., кроме самого лёгкого — протона, нестабильны и в свободном состоянии распадаются в конечном итоге на протон (относительно стабильности протона см. *Барионное число*). При этом барионные резонансы распадаются благодаря сильному взаимодействию за время $\sim 10^{-23}$ с; Б., распадающиеся за счёт слабого взаимодействия, имеют времена жизни на много порядков больше, поэтому в классификации адронов их условно относят к «стабильным» частицам.

Б. состоят из трёх *кварков*, определяющих их квантовые числа (*странность*, *очарование*, *красоту* и др.). Предполагается также возможность существования Б. с дополнит. парой кварк-антикварк, т. е. Б., состоящих из четырёх кварков и одного антикварка. В случае таких пятикварковых состояний возможны барионные состояния с положит. странностью (напр., $uudd\bar{s}$) или с *изотопическим спином* $^5/_2$ (напр., $uuuu\bar{d}$).

Имеются теоретич. и эксперим. указания на возможность существования т. н. дибарионов, представляющих собой связанное состояние из 6 кварков.

Б. объединяются в *изотопические мультиплеты* и супермультиплеты группы $SU(3)$. Наиб. известные из них: октет Б. со спином $^1/_2$ (p, n, Λ, Σ^+, Σ^0, Σ^-, Ξ^0, Ξ^-) и декуплет Б. со спином $^3/_2$ (Δ^{++}, Δ^+, Δ^0, Δ^-, Σ^{+*}, Σ^{0*}, Σ^{-*}, Ξ^{0*}, Ξ^{-*}, Ω^-). *С. С. Герштейн.*

БАРКГА́УЗЕНА ЭФФЕ́КТ — скачкообразное изменение намагниченности *ферромагнетиков* при непрерывном изменении внеш. условий, напр. магн. поля. Впервые эффект наблюдался Г. Г. Баркгаузеном (H. G. Barkhausen, 1919); при медленном намагничивании ферромагн. образца в измерит. катушке, надетой на образец, он обнаружил в цепи катушки импульсы тока, обусловленные скачкообразным изменением намагниченности $\boldsymbol{M}$ образца. Особенно ясно Б. э. проявляется в *магнитно-мягких материалах* на крутых участках кривой намагничивания и петли гистерезиса, где доменная структура изменяется в результате процессов смещения границ ферромагн. доменов. Имеющиеся в ферромагнетике разл. рода неоднородности (инородные включения, дислокации, остаточные механич. напряжения и т. д.) препятствуют перестройке доменной структуры. Когда граница домена, смещаясь при увеличении магн. поля $\boldsymbol{H}$, встречает препятствие (напр., инородное включение), она останавливается и остаётся неподвижной при дальнейшем увеличении поля. При нек-ром возросшем значении поля граница преодолевает препятствие и скачком перемещается дальше, до очередного препятствия, уже без увеличения поля. Из-за подобных задержек кривая намагничивания ферромагнетика имеет ступенчатый характер (рис.). Скачкообразное изменение намагниченности может быть вызвано не только полем, но др. внеш. воздействиями (напр., плавным изменением напряжений или темп-ры), при к-рых происходит изменение доменной структуры образца.



Б. э.—один из непосредств. доказательств доменной структуры ферромагнетиков, он позволяет определить объём отд. домена. Для большинства ферромагнетиков этот объём равен 10^{-6}—10^{-9} см^3. Изучение Б. э. позволило лучше понять динамику доменной структуры и установить связь между числом скачков и осн. характеристиками петли гистерезиса (коэрцитивной силой и др.).

По аналогии с Б. э. в ферромагнетиках скачки переполяризации в сегнетоэлектриках также наз. скачками Баркгаузена.

Лит.: Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956, с. 420; Рудяк В. М., Эффект Баркгаузена, «УФН», 1970, т. 101, с. 429. *Р. З. Левитин.*

БАРН (англ. barn) (б) — внесистемная единица площади, применяемая для выражения эфф. сечения ядерных процессов. 1 б$=10^{-28}$ м^2.

БА́РНЕТТА ЭФФЕ́КТ — намагничивание ферромагнетиков при их вращении в отсутствие магн. поля; открыт С. Барнеттом (S. Barnett, 1909). Б. э. объясняется тем, что при вращении магнетика создаётся гироскопич. момент (см. *Гироскоп*), стремящийся повернуть спиновые или орбитальные механич. моменты атомов по направлению оси вращения магнетика. С механич. моментом атомов связан их магн. момент (см. *Спин*), поэтому при вращении появляется составляющая магн. момента (намагниченность) вдоль оси вращения. Б. э. позволяет определить *магнитомеханическое отношение* γ или g-фактор ($g=\gamma \cdot 2\ mc/e$) для атомов ряда веществ. Для металлов и сплавов элементов группы железа значение g оказалось близким к 2, что характерно для спинового магн. момента электронов. Это является одним из доводов в пользу того, что ферромагнетизм элементов группы железа (Fe, Co, Ni) в осн. обусловлен спиновым магнетизмом электронов.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

БАРОМЕТРИ́ЧЕСКАЯ ФО́РМУЛА (от греч. báros — тяжесть и metréō — измеряю) — формула, определяющая зависимость давления от высоты в поле силы тяжести. Б. ф. для атмосферы Земли следует из ур-ния гидростатич. равновесия и состоит в том, что в изотермич. случае давление атмосферы p экспоненциально уменьшается с высотой h:

$$p = p_0 \exp\,(-h/H), \qquad (1)$$

где p_0 — давление у поверхности Земли, шкала высот $H=kT/(\mu m_1 g)$ определяется темп-рой T и средним молекулярным весом μ, m_1 — масса атома водорода, g — ускорение силы тяжести. Б. ф. в виде (1) справедлива лишь при неизменной темп-ре и только для стабильных частиц атмосферы.

Для реальных условий Б. ф. (1) требует нек-рого уточнения.

1) Поскольку T непостоянна по высоте (в тропопаузе на высоте 10—17 км и в мезопаузе на высоте 80 км находятся минимумы T, в стратопаузе на высоте 50 км — максимум, а в термосфере на высотах 80—250 км T растёт), а на больших высотах изменяется и g_h, то величину h/H следует заменить величиной $\int_{h_0} dh/H$.

2) На высоте $h \approx 100$ км кончается область молекулярного перемешивания, и выше каждый газ с массой молекулы или атома m_j распределён по Б. ф. независимо от др. составляющих со своей шкалой высот $H_j = kT/m_j g$ (область диффузионно-гравитац. разделения). Поэтому концентрация более тяжёлых газов уменьшается с высотой быстрее, чем более лёгких. К высоте 200 км преобладание молекулярного азота сменяется преобладанием атомного кислорода, выше 1000 км его сменит гелий, а выше 5000 км преобладает водород.

3) Аналогичная картина наблюдается и для заряж. частиц, однако, в отличие от нейтральных частиц, распределение с высотой любого заряж. компонента не является независимым от других, так что для j-го иона в Б. ф. шкала высот имеет вид

$$\frac{1}{H_j^+} = \frac{g}{kT}\left(m_j - \frac{m^+}{2}\right), \text{ где } m^+ = \Sigma\, m_j p_j / \Sigma p_j. \qquad (2)$$

Поскольку для однокомпонентного газа $m^+ = m_j$, то на больших высотах концентрация ионов с массой m_j уменьшается с высотой как концентрация нейтральных частиц с $m_j/2$, т. е. в два раза более лёгких. Ниже нек-рого уровня в смеси ионов для наиб. лёгкого иона, для к-рого наступает условие $m_j \leqslant m^+/2$, концентрация с уменьшением высоты h не растёт, а уменьшается. При ср. условиях для ионов H^+ и He^+ это происходит ниже 1500—2000 км.

Др. причина нарушения на малых высотах Б. ф. для ионов и др. нестабильных компонентов атмосферы (образующихся под действием КВ-излучения Солнца и др. источников) — их уничтожения в результате процессов рекомбинации или столкновений со стабильными компонентами (см. *Аэрономия*).

4) Б. ф. для газов и ионов справедлива до больших высот. Объяснение этого следует из кинетич. теории газов для максвелловского распределения частиц по скоростям и энергиям в поле силы тяжести. Эти условия нарушаются лишь в экзосфере на больших высотах (более 500 км) для части лёгких частиц (Н, H^+) с очень высокими скоростями (для т. н. убегающих частиц). При наличии вертик. движений с большими скоростями (полярный ветер) требуется дополнит. уточнение и обобщение формул (1) и (2).

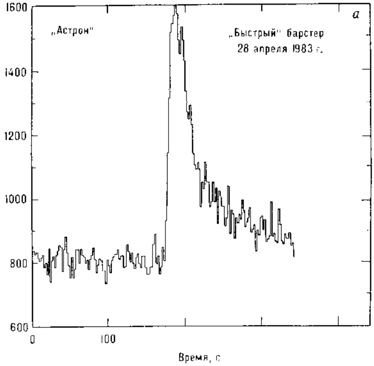
В метеорологии Б. ф. пользуются для определения высот в стандартной атмосфере, для градуировки барометров, для определения перепада высот и нивелирования, при этом для повышения точности учитываются влажность воздуха, температурный коэфф. объёмного расширения, зависимость g от широты.

Лит.: Хргиан А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., т. 1—2, Л., 1978; Физика верхней атмосферы Земли, пер. с англ., Л., 1971; Ришбет Г., Гарриот О., Введение в физику ионосферы, пер. с англ., Л., 1975. *Г. С. Иванов-Холодный.*

БАРОТРО́ПНОЕ ЯВЛЕ́НИЕ (от греч. báros — тяжесть и trópos — направление, поворот, образ, характер) — состоит в том, что в двух- и многокомпонентных системах жидкость — жидкость или жидкость — газ при больших давлениях и определ. темп-рах в поле тяготения сосуществующие фазы меняются местами: находящаяся сверху, менее плотная при обычных условиях фаза становится тяжёлой и опускается вниз. Б. я. вызывается различием сжимаемости компонентов и перераспределением концентраций в граничащих фазах; при увеличении давления фаза, содержащая компонент с большей молекулярной массой, становится тяжелее и тонет в др. фазе.

Впервые Б. я. наблюдал Х. Камерлинг-Оннес (H. Kamerlingh-Onnes) в системе водород (жидкость) — гелий (газ): при темп-ре 20,1 К и давлении 49 атм газовая фаза опускалась под жидкую. Б. я. обнаружено в системах аммиак — азот (при темп-ре 180 К и давлении 1800 атм), аммиак — азот — водород (при давлении 3500—3700 атм и темп-ре 170 К), в трёхфазных системах с двумя жидкими и одной газовой фазами (метанол — толуол, ацетон — анилин) и др.

БА́РСТЕРЫ. Рентгеновские Б. — вспыхивающие галактич. рентг. источники с интервалом повторения вспышек от неск. минут до неск. десятков часов. Время развития вспышки $t_R \approx (0,1-5)$ с, время затухания $t_D \approx (3-100)$ с. Запись рентг. вспышки Б. МХВ 1730—335 (осуществлённая аппаратурой сов. ИСЗ «Астрон», 1983) приведена на рис. 1.



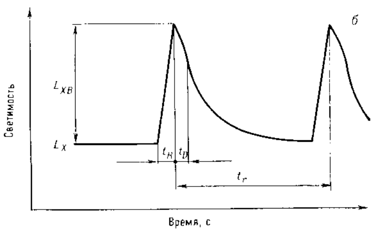


Рис. 1. *а* — Кривая блеска барстера МХВ 1730—335 (т. н. быстрый барстер), интервал энергий 2—25 кэВ; *б* — схематическая кривая блеска барстера (L_X — постоянная светимость, L_{XB} — светимость во время вспышки, t_R — время развития, t_D — время затухания вспышки, t_r — временной интервал между вспышками).

Рентг. Б. открыты в 1975 методами *рентгеновской астрономии* (приборами спутников «ANS» и «Vela», США). По каталогу Массачусетского технол. ин-та Б. обозначаются буквами МХВ с добавлением цифр, указывающих их экваториальные координаты: α (часы, минуты), δ (градусы). Б., обнаруженные япон. ИСЗ, обозначаются буквами ХВ. К 1985 открыто св. 30 Б. Восемь Б. находятся в *шаровых звёздных скоплениях*, ещё семь отождествлены со слабыми звёздными объектами ($m_V \approx 17-18^m$), имеющими характерный УФ-избыток излучения.

Большинство Б. расположено в пределах 30° от направления на *галактический центр*, что свидетельствует о принадлежности их к сферич. подсистеме Галактики. Следовательно, если считать ср. расстояние до Б. по порядку величины совпадающим с расстоянием до центра Галактики (~10 кпк), то данные наблюдений позволяют оценить абс. рентг. светимость Б. L_X во время вспышки ($L_X \approx 10^{37}-10^{38}$ эрг/с) и полную энергию $\mathscr{E}_X$ излучения за это время в рентг. диапазоне ($\mathscr{E}_X \approx 10^{38}-10^{39}$ эрг). Между вспышками (в спокойной фазе) Б. являются медленно меняющимися рентг. источниками с $L_X \approx 10^{36}-10^{37}$ эрг/с и энергией фотонов $\varepsilon < 15$ кэВ. Если для описания спектра рентг. вспышки принять *Планка закон излучения*, то радиус излучающей области составит ~ 10 км.

Интервал между вспышками t_r не остаётся постоянным, он меняется в пределах 3—50%. У одного из Б. (MXB 1730—335) обнаружены два типа вспышек (рис. 2): вспышки с интервалами ~ 100 с (вспышки 2-го типа) прерываются раз в 3—4 ч обычной вспышкой (1-го типа). У вспышек 2-го типа t_R составляет неск. секунд, t_D — от неск. секунд до минут. Для трёх Б. (MXB

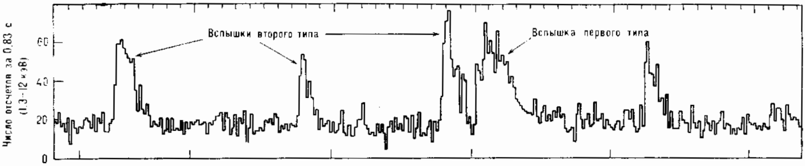


Рис. 2. Серия вспышек «быстрого» барстера MXB 1730—335 (среди частых вспышек видна одна обычная вспышка — 1-го типа).

1735—44, MXB 1837+0,5, MXB 1636—53) наблюдались как рентг., так и оптич. всплески излучения, близкие по продолжительности, но с запаздыванием $\tau \approx 3c$ оптич. всплеска относительно рентгеновского. Наличие оптич. «эха» позволяет предположить, что Б.— тесная двойная звёздная система, в к-рой рентг. излучение одного компонента поглощается и переизлучается в оптич. диапазоне др. компонентом, находящимся на расстоянии $\Delta r \sim c\tau \approx 10^{11}$ см.

Анализ данных наблюдений позволил определить орбитальные периоды, к-рые у семи источников оказались меньше 10 ч. Принято, что Б. представляют собой тесную двойную систему из красного карлика (с массой $M < 1\ M_{\odot}$) и *нейтронной звезды*. В такой системе красный карлик, заполнив в процессе эволюции *полость Роши*, начинает терять вещество, которое перетекает на нейтронную звезду (см. *Эволюция звёзд*, *Аккреция*).

В рамках данной модели рентг. излучение Б. в спокойной фазе обусловлено выделением гравитац. энергии вещества, аккрецируемого нейтронной звездой. Тепловая эволюция аккрецируемого слоя (до сгорания термоядерного топлива) определяется двумя процессами — адиабатич. сжатием вещества и его охлаждением за счёт лучистой или электронной теплопроводности. Если в момент загорания водорода или гелия вещество вырождено, то развивается тепловая вспышка (см. *Гелиевая вспышка*), приводящая к быстрому увеличению темп-ры, что в свою очередь ускоряет процесс энерговыделения и способствует выделению за короткое время большого кол-ва энергии, гл. обр. в виде рентг. излучения.

Существ. доводом в пользу термоядерной модели Б. является наблюдат. факт, что у Б. отношение α энерговыделения в период между вспышками (связанного с аккрецией) к энерговыделению во время всплеска рентг. излучения (термоядерный взрыв той же массы вещества) близко к 100. Такое же значение α следует из теории.

Наряду с рентг. Б. обнаружены два гамма-Б. (т. е. источники повторяющихся всплесков γ-излучения): 1) гамма-Б., открытый 5 марта 1979 (обнаружено более 10 γ-всплесков); 2) источник в созвездии Орла (обнаружены 3 γ-всплеска). Теоретич. модель гамма-Б. не разработана.

Лит.: Эргма Э. В., Термоядерные вспышки в оболочках нейтронных звезд, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 21, М., 1982; Lewin W. H. G., Joss P. C., *X*-ray bursters and the *X*-ray sources of the Galactic bulge, «Space Sci Revs», 1981, v. 28, p. 3. *Э. В. Эргма.*

БАРЬЕ́РНАЯ Ё́МКОСТЬ — электрич. ёмкость двойного слоя объёмного заряда в $p-n$-переходах и переходах металл—полупроводник (см. *Шоттки барьер*). В $p-n$-переходах приграничные слои полупроводников обеднены осн. носителями и, следовательно, заряжены: объёмная плотность заряда в каждом слое равна концентрации N легирующей примеси. Электрич. поле объёмного заряда формирует энергетич. барьер U. Внеш. напряжение V, приложенное к переходу, изменяет высоту барьера. При этом изменяется ширина заряж. слоёв $W(V)$ и их заряд $Q = e\int_0^W N(x)dx$ [e — элементарный заряд, $N(x)$ — распределение примеси в слое]. Т. о., Б. ё. зависит от напряжения V и распределения примеси (на этом основаны ёмкостный метод определения распределения примеси в $p-n$-переходе и применение $p-n$-переходов в качестве управляемых ёмкостей—варакторов). В случае симметричного $p-n$-перехода с N—const Б. ё. определяется ф-лой

$$C_б = \left[\frac{e\varepsilon SN}{2\,(U \pm V)}\right]^{1/2}, \qquad (1)$$

где S — площадь перехода, ε — диэлектрич. проницаемость полупроводника. Для $N = N_0 - ax$:

$$C_б = \left[\frac{e\varepsilon^2 Sa}{12\,(U \pm V)}\right]^{1/3}.$$

Лит. см. при ст. *Полупроводники.* *В. А. Гергель.*

БА́УШИНГЕРА ЭФФЕ́КТ — снижение пределов пропорциональности, упругости и текучести материалов в результате изменения знака нагружения, если первонач. нагрузка вызвала наличие пластич. деформаций. Металл, подвергнутый слабой пластич. деформации нагрузкой одного знака, обнаруживает при перемене знака нагружения пониженное сопротивление нач. пластич. деформациям. Б. э. связывают с наличием остаточных напряжений в наиб. деформир. зёрнах металла, к-рые, складываясь с рабочими напряжениями при изменении знака нагрузки, вызывают понижение указанных выше характеристик образца.

Б. э. назв. по имени И. Баушингера (J. Bauschinger).

БЕГУ́ЩАЯ ВОЛНА́ — волновое движение, при к-ром поверхность равных фаз (фазовые волновые фронты) перемещается с конечной скоростью, постоянной в случае однородных сред (см. также *Волны*). С Б. в., *групповая скорость* к-рой отлична от нуля, связан перенос энергии, импульса или др. характеристик, показательных для данного процесса.

В рамках справедливости *суперпозиции принципа* (линейные системы) две одинаковые периодич. Б. в., распространяющиеся в противоположных направлениях, образуют стоячую волну. При разных амплитудах возникает частично Б. в., к-рая характеризуется или коэф. бегучести волны (КБВ), или коэф. стоячести волны (КСВ), или коэф. отражения Г, равным отношению амплитуд встречных волн, причём

$$\text{КСВ} = \frac{1}{\text{КБВ}} = \frac{1+|\Gamma|^2}{1-|\Gamma|^2}.$$

Для оптим. передачи энергии по линиям передач необходимо их согласование, т. е. получение внутри линии режима Б. в., когда КСВ=1, Г=0. Для цепей с сосредоточенными параметрами этот режим соответствует равенству внутр. сопротивления источника сопротивлению нагрузки.

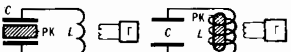
М. А. Миллер.

БЕЗЫЗЛУЧА́ТЕЛЬНЫЙ КВА́НТОВЫЙ ПЕРЕХО́Д — *квантовый переход*, к-рый в противоположность излучат. квантовому переходу не связан с процессами излучения, т. е. с испусканием или поглощением фотонов (а также с комбинац. рассеянием света). При Б. к. п. изменение энергии системы (её отдача при переходе из состояния с большей энергией $\mathscr{E}_i$ в состояние с меньшей энергией $\mathscr{E}_k$ и получение при обратном переходе) осуществляется благодаря непосредств. взаимодействию данной системы с др. системами. Напр., частица в газе может отдавать энергию или получать её (возбуждаться) при столкновениях с др. частицами. В жидкости или твёрдом теле частица (молекула, ион) взаимодействует с ближайшим окружением и её электронная энергия возбуждения может при Б. к. п. перейти в колебательную и др. виды энергии (т. е. расходуется на возникновение элементарных возбуждений — фононов и др. квазичастиц).

Возможны также Б. к. п. без изменения энергии системы, связанные с её спонтанным распадом, напр. автоионизация атома при *оже-эффекте* или *предиссоциация молекул*.

М. А. Ельяшевич.

БЕЗЭЛЕКТРО́ДНЫЙ РАЗРЯ́Д — один из видов *высокочастотного разряда* (или *импульсного разряда*), в к-ром разрядный промежуток полностью изолирован от электродов, а разрядный ток может быть либо током смещения (Е-разряд), либо индукц. током (Н-разряд). Если поместить колбу с разреженным газом между пластинами конденсатора колебат. контура, то наблюдается Е-разряд с линейным током (рис., *а*). Когда же колба помещена внутрь катушки колебат. контура, то наблюдается Н-разряд с кольцевым током (рис., *б*).



а б

Схема получения безэлектродного разряда: *а* — линейного; *б* — кольцевого. РК — разрядная колба с разреженным газом; *С* — конденсатор колебательного контура; *L* — катушка самоиндукции; Г — генератор электромагнитных колебаний.

Осн. роль в Б. р. играет объёмная ионизация газа, а процессы на поверхностях, ограничивающих область разряда, второстепенны. Исключение составляет высокочастотный Б. р. при очень низких давлениях, когда длина свободного пробега электронов больше размеров разрядной колбы и параметры разряда определяются интенсивностью вторичной электронной эмиссии из стенок колбы. Характеристики Б. р. изменяются при помещении его во внеш. магн. поле. Напр., в магн. поле снижается напряжённость поля, необходимая для зажигания Е-разряда. В сильном магн. поле меняется характер зажигания Н-разряда. Без магн. поля разряд, возникнув на оси разрядной колбы, расширяется к стенкам; при наличии сильного магн. поля разряд зажигается одноврем. по всему сечению.

Б. р. используется в качестве источника ионов в ускорителях, в спектральном анализе газовых смесей и др. Но особую важность представляет Б. р. в тороидальной камере, охватывающей виток импульсного трансформатора, поскольку получающуюся в такой колбе плазму можно с помощью магн. поля изолировать от стенок и при достаточно большой силе тока получить практически полностью ионизованную высокотемпературную плазму. Такая схема положена в основу *токамака* — одного из типов магн. ловушек, используемых в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу.

В. Н. Колесников.

БЕККЕРЕ́ЛЬ (Бк, Bq) — единица радиоактивности СИ, соответствует одному распаду в секунду. Назв. в честь А. А. Беккереля (A. A. Becquerel), открывшего естеств. радиоактивность (1896). 1 Бк$=2,703\cdot10^{-11}$ *кюри* $=10^{-6}$ *резерфорда*.

БЕ́КЛУНДА ПРЕОБРАЗОВА́НИЕ — способ конструирования точных решений нек-рых *нелинейных уравнений математической физики*. Предложен в 1875 А. Беклундом (A. Bäcklund) в связи с изучением поверхностей пост. отрицат. кривизны. Для этих поверхностей элемент длины в подходящих координатах u, v можно записать в виде $ds^2=du^2+2\cos\omega\, du dv+dv^2$, где ω подчиняется *синус-Гордона уравнению*

$$\partial^2\omega/\partial u\partial v=\sin\omega. \qquad (1)$$

Если $\omega_0(u, v)$ — произвольное решение этого ур-ния, то $\omega_1(u, v)$, подчиняющееся ур-ниям

$$\begin{aligned}\partial(\omega_1-\omega_0)/\partial u&=2a\sin[(\omega_1+\omega_0)/2],\\ \partial(\omega_1+\omega_0)/\partial v&=2a^{-1}\sin[(\omega_1-\omega_0)/2]\end{aligned} \qquad (2)$$

при произвольном a, также оказывается решением ур-ния (1). Ур-ния (2) являются обыкновенными дифференциальными ур-ниями и принципиально проще ур-ния в частных производных (1). Если известны два Б. п. ω_1, ω_2 с параметрами a_1, a_2, то можно построить третье решение ω_3, минуя квадратуры, по ф-ле

$$\operatorname{tg}\frac{\omega_3-\omega_0}{4}=\frac{a_1+a_2}{a_1-a_2}\operatorname{tg}\frac{\omega_1-\omega_2}{4}.$$

Если $\omega_0=0$, Б. п. порождает важное частное решение ур-ния (1) — кинк (англ. kink — перегиб), или единичный солитон $\omega=4\operatorname{arc\,tg}\exp(au+a^{-1}v+\varphi)$. Полагая a_1, a_2 комплексно сопряжёнными, $a_1=a_2^*=\lambda+i\eta$, получаем др. важное решение ур-ния (1) — осциллирующий солитон, или бризер (от англ. to breathe — дышать)

$$\omega_3=4\operatorname{arc\,tg}\frac{\lambda}{i\eta}\frac{z-z^*}{1+|z|^2}, \quad z=\exp(au+a^{-1}v+\varphi).$$

Последоват. применение Б. п., начиная с $\omega_0=0$, позволяет найти в явном виде N-солитонные решения ур-ния (1), описывающие рассеяние кинков и бризеров друг на друге.

Совершая на фоне произвольного ω_0 последоват. Б. п. и полагая $a_2=-a_1+\delta a$, можно добиться инфинитезимальной (бесконечно малой) вариации решения $\omega_2=\omega_0+\delta\omega$. Отсюда следует, что ур-ние (1) инвариантно относительно бесконечной группы преобразований и в силу *Нётер теоремы* обладает бесконечным набором интегралов движения (интегрируемо).

Интерес к Б. п. повысился в связи с развитием *обратной задачи рассеяния метода* (ОЗРМ). Б. п. найдены для большинства нелинейных ур-ний, интегрируемых при помощи ОЗРМ, в т. ч. для *Шрёдингера уравнения нелинейного*, для Янга—Миллса ур-ний, для интегрируемых вариантов ур-ний Эйнштейна в пустоте. Для *Кортевега—де Фриса уравнения* $u_t+6uu_x+u_{xxx}=0$ Б. п. имеет вид ($u=w_x$):

$$\begin{gathered}-2(w_0+w_1)_x=4a^2+(w_0-w_1)^2,\\ (w_0-w_1)_t+3(w_{0x}^2-w_{1x}^2)+(w_0-w_1)_{xxx}=0.\end{gathered}$$

С точки зрения ОЗРМ Б. п. представляет собой перестройку решения нелинейного ур-ния, соответствующую появлению в спектре интегрируемого линейного ур-ния дополнит. дискретного собств. значения и добавлению солитона к исходному решению нелинейного ур-ния.

Лит.: Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Ибрагимов Н. Х., Группы преобразований в математической физике, М., 1983.

В. Е. Захаров.

БЕЛ (Б, B) — единица логарифмич. уровня энергетич. величины P_2 (мощность, интенсивность звука) относительно нач. уровня P_1 одноимённой величины:

$$A=\lg\frac{P_2}{P_1}\ \text{Б}. \qquad (1)$$

$A=1$ Б, если $P_2=10\ P_1$; $A=2$ Б, если $P_2=100\ P_1$, и т. д. При сравнении значений F_2 и F_1 силовых величин (звуковое давление, механич. ускорение, электрич.

напряжение) в качестве единицы измерений также используют Б. в соответствии с выражением

$$A = 2\lg\frac{F_2}{F_1}\ \text{Б}. \qquad (2)$$

Нач. уровни P_1 и F_1 выбираются соотв. условиям конкретной задачи, а для общих вопросов в разл. областях науки и техники — в порядке междунар. соглашений или нац. стандартов, напр. для звуковой мощности $P_1=10^{-12}$ Вт (междунар.), для виброускорений $F_1=3\cdot10^{-4}$ м/с² (СССР).

Назв. в честь А. Белла (A. Bell). На практике используется преим. дольная единица — *децибел*.

Лит.: Гинкин Г. Г., Логарифмы, децибелы, децилоги, М.—Л., 1962; ГОСТ 24204—80. Единица децибел для измерений уровней, затуханий и усилений в технике проводной связи.

Ю. И. Норин.

БЕ́ЛАЯ ДЫРА́ — гипотетич. космич. объект, эволюция к-рого представляет собой обращённый во времени *гравитационный коллапс* небесного тела с образованием *чёрной дыры*. Предсказание возможности существования Б. д. (И. Д. Новиков, 1964) следует из *общей теории относительности*. Вещество, находившееся первоначально внутри Б. д., с течением времени расширяется и выходит из-под *гравитационного радиуса* Б. д. («взрыв» Б. д.); весь этот процесс является видимым для удалённого наблюдателя. Б. д. в расширяющейся Вселенной могут реализовываться как ядра вещества, задержавшиеся в общем космологич. расширении из-за локальной неоднородности нач. условий. В первонач., идеализир. моделях Б. д. величина задержки расширения вещества Б. д., отсчитанная от начала общего космологич. расширения, могла быть произвольной. В связи с этим в прошлом делались попытки привлечь Б. д. к объяснению таких явлений, как активность *квазаров* и *ядер галактик*. Однако в 1974 было выяснено, что аккреция Б. д. окружающего её вещества и квантово-гравитац. эффекты, возникающие в сильных гравитац. полях внутри Б. д. (см. *Квантовая теория гравитации*), препятствуют взрыву Б. д. и заставляют вещество Б. д. оставаться внутри неё, если время задержки существенно превышает r_g/c, где r_g — гравитац. радиус Б. д. [Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, А. А. Старобинский; Д. Эрдли (D. Eardley)]. Образующийся при этом объект совпадает по своим наблюдат. свойствам с чёрной дырой, отличаясь от неё только историей своего происхождения и нек-рыми деталями внутр. строения; применительно к нему назв. «Б. д.» приобретает условный характер. Те Б. д., к-рые могли бы существовать во Вселенной в настоящее время, принадлежат к объектам последнего типа и не взрываются.

А. А. Старобинский.

БЕ́ЛЛА НЕРА́ВЕНСТВА — неравенства, справедливые для любой классич. статистич. системы, в к-рой невозможно распространение сигналов со скоростью больше скорости света (требование локальности); установлены Дж. С. Беллом [1]. Получены с целью продемонстрировать отличие предсказаний квантовой механики от предсказаний любой теории *скрытых параметров*, удовлетворяющей требованиям спец. теории относительности.

Пусть в нек-рой точке *1* измеряется величина A_a, а в точке *2*, отделённой пространственноподобным *интервалом* от *1*,— величина B_b, причём обе величины могут принимать значения ±1, а индексы a, b означают зависимость этих величин от направления в пространстве. Предположим, что определ. результат (±1) измерения A, кроме направления a, зависит от значения нек-рого скрытого параметра λ, а результат измерения B — от направления b и того же λ, локализованного в области пространства-времени Ω, образованной пересечением *световых конусов* прошлого точек *1* и *2*. «Локальность» скрытых параметров означает, что A не зависит от b, а B не зависит от a. Поэтому любые корреляции между A и B могут быть обусловлены только общим прошлым, в к-ром заданы λ. Это утверждение, очевидно, верно для любой классич. релятивистской статистич. системы. Статистика определяется вероятностным распределением параметров $\rho(\lambda)$ в Ω. Тогда матем. ожидание произведения измеряемых величин A_a и B_b есть $P(A_aB_b)=\int_\Omega d\lambda\rho(\lambda)\times\times\overline{A}(a,\lambda)\,\overline{B}(b,\lambda)$, где $\overline{A}(a,\lambda)$, $\overline{B}(b,\lambda)$ — величины A_a, B_b, усреднённые по возможным значениям скрытых параметров измерит. приборов (если рассматриваются т. н. контекстуально зависимые теории скрытых параметров, в к-рых значение к.-л. характеристики системы вычисляется на основе значений скрытых параметров не только самой системы, но и измерит. прибора), так что $|\overline{A}|\leqslant1$, $|\overline{B}|\leqslant1$. Обозначим через a', b' альтернативные к a, b положения приборов, измеряющих A, B. Тогда

$$P(A_aB_b)-P(A_aB_{b'})=$$
$$=\int d\lambda\rho(\lambda)\,[\overline{A}(a,\lambda)\,\overline{B}(b,\lambda)-\overline{A}(a,\lambda)\,\overline{B}(b',\lambda)]=$$
$$=\int d\lambda\rho(\lambda)\,\{\overline{A}(a,\lambda)\,\overline{B}(b,\lambda)\,[1\pm\overline{A}(a',\lambda)\overline{B}(b',\lambda)]\}-$$
$$-\int d\lambda\rho(\lambda)\,\{\overline{A}(a,\lambda)\,\overline{B}(b',\lambda)\,[1\pm\overline{A}(a',\lambda)\,\overline{B}(b,\lambda)]\}.$$

Из $|\overline{A}|\leqslant1$, $|\overline{B}|\leqslant1$ следует:

$$|P(A_aB_b)-P(A_aB_{b'})|\leqslant$$
$$\leqslant\int d\lambda\rho(\lambda)\,[1\pm\overline{A}(a',\lambda)\overline{B}(b',\lambda)]+$$
$$+\int d\lambda\rho(\lambda)\,[1\pm\overline{A}(a',\lambda)\overline{B}(b,\lambda)],$$

откуда, используя условия нормировки $\rho(\lambda)$, $\int_\Omega d\lambda\rho\times\times(\lambda)=1$, получим Б. н.:

$$|P(A_aB_b)-P(A_aB_{b'})|\leqslant2\pm\{P(A_{a'}B_{b'})+P(A_{a'}B_b)\},$$
$$|P(A_aB_b)-P(A_aB_{b'})|+|P(A_aB_{b'})+P(A_{a'}B_b)|\leqslant2.$$

В квантовой механике, не предполагающей существование скрытых параметров, Б. н. в общем случае не имеют места. Поэтому эксперим. проверка нарушения Б. н. явилась мощным средством проверки квантовой механики и её интерпретации. Поставленные эксперименты типа Эйнштейна — Подольского — Розена (см. *Эйнштейна — Подольского — Розена парадокс*) с парами частиц — фотонов и нуклонов [2, 3] убедительно свидетельствуют в пользу квантовой механики в её копенгагенской интерпретации против теории скрытых параметров. В этих экспериментах роль A_a, B_b, $A_{a'}$, $B_{b'}$ играют проекции спина частицы на то или иное направление, определяемое прибором. Нарушение Б. н. связано с тем, что поворот одного прибора, регистрирующего частицу, согласно квантовой механике, меняет информацию о системе и, следовательно, определ. образом влияет на вероятность регистрации частицы др. прибором, несмотря на то, что никакого материального носителя этого влияния (частицы или поля) не существует. Связано это с тем, что при измерении в квантовой механике происходит редукция *волнового пакета*.

С точки зрения изложенного вывода Б. н. это означает нарушение локальности (понимаемой Беллом как выполнение требования, чтобы измерение, производимое в точке A, не влияло на результаты измерения, производимого в точке B; не путать с локальностью в квантовой теории поля!). Поэтому ряд авторов называет это свойство квантовой механики «нелокальностью» (Белл [1]) или «несепарабельностью» (Д'Эспаньа [4]). (См. также *Ааронова — Бома эффект*.)

Нарушение Б. н. свидетельствует о несправедливости в квантовой механике т. н. критерия реальности физ. величин Эйнштейна — Подольского — Розена, согласно к-рому свойства частиц, описываемые некоммутирующими операторами (проекции спина на разные направления и т. п.), существуют независимо от их наблюдения. Согласно копенгагенской интерпретации и относительности к средствам наблюдения В. А. Фока (близкому к *дополнительности принципу* Бора), эти свойства характеризуют не столько сам объект, сколько отношение объекта к прибору, с помощью к-рого наблюдается это свойство, что и доказывают эксперименты (в частности, в [5]), в к-рых Б. н. нарушаются.

Лит.: 1) Bell J. S., On the Einstein Podolsky Rosen paradox, «Physics», 1964, v. 1, p. 195; его же, On the problem of hidden variables in quantum mechanics, «Revs Mod. Phys.», 1966, v. 38, p. 447; 2) Спасский Б. И., Московский А. В., О нелокальности в квантовой физике, «УФН», 1984, т. 142, с. 599; 3) Гриб А. А., Неравенства Белла и экспериментальная проверка квантовых корреляций на макроскопических расстояниях, там же, с. 619; 4) D'Espagnat B., Nonseparability and the tentative descriptions of reality, «Phys. Repts», 1984, v. 110, p. 201; 5) Aspect A., Dalibard J., Roger G., Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analysers, «Phys. Rev. Lett.», 1982, v. 49, p. 1804.

А. А. Гриб.

БЕ́ЛЫЕ КА́РЛИКИ — компактные звёзды с массами порядка массы Солнца ($M_\odot$) и радиусами $\sim 0{,}01$ радиуса Солнца ($R_\odot$). Ср. плотность вещества Б. к. составляет 10^5—10^6 г/см^3. Светимость Б. к. низка ($\sim 10^{-1}$—$10^{-4}\,L_\odot$), поэтому обнаруженные Б. к. (неск. тысяч) находятся сравнительно недалеко от Солнечной системы (в пределах ~ 100 пк). По оценкам, число Б. к. составляет 3—10% от общего числа звёзд Галактики. Значит. часть Б. к. входит в двойные звёздные системы [в частности, первой звездой, отнесённой к Б. к., оказался Сириус В — спутник Сириуса с $M \approx 1 M_\odot$, открытый А. Кларком (A. Clark) в 1862]. Б. к. были выделены в особый класс звёзд в 1910-е гг., их название связано с цветом первых представителей этого класса — Сириуса В и 40 Эридана В — горячих белых звёзд. Позднее были открыты жёлтые и красные Б. к. с более низкой темп-рой поверхности $T_п$. У наиболее горячего из известных Б. к. $T_п \approx 7 \cdot 10^4$ К, у наиболее холодного ок. $5 \cdot 10^3$ К. Спектры Б. к. сильно отличаются от спектров обычных звёзд. Линии поглощения в спектрах Б. к. сильно уширены вследствие высокой плотности атмосферы (*Штарка эффект*). Кроме того, они заметно смещены из-за гравитац. *красного смещения*, к-рое для Б. к. эквивалентно доплеровскому смещению при скоростях в неск. десятков км/с. *Спектральные классы* Б. к. обозначают теми же буквами, что и классы звёзд гл. последовательности (О, В, А, ...), но с добавлением буквы D (DO, DB, DA и т. д.). Выделяют ещё неск. классов (DXC, DXP), отличающихся рядом спектральных особенностей. Хим. состав атмосфер Б. к., определяемый по спектрам, необычен. У большинства Б. к. (класс DA) атмосферы состоят почти из чистого водорода, содержание др. элементов в десятки и сотни раз снижено по сравнению со звёздами гл. последовательности. В то же время в недрах этих Б. к. водорода не должно быть, иначе Б. к. взорвались бы из-за быстрого выделения энергии при пикноядерном (низкие темп-ры) или термоядерном (высокие темп-ры) горении водорода (см. *Пикноядерные реакции* и *Термоядерные реакции*). У др. Б. к. (класса DB) осн. элемент в атмосферах — гелий, а водорода в сотни тысяч раз меньше. Для спектров Б. к. классов DF, DG и DK характерны линии Са, иногда Fe и др. металлов, атмосферы этих звёзд также бедны водородом. В спектрах ряда Б. к. (примерно у 1% от общего числа) обнаружена сильная поляризация излучения или зеемановское расщепление спектральных линий, что указывает на существование у нек-рых Б. к. магн. полей $\sim 10^6$—10^8 Гс (у большинства Б. к. они ниже 10^4 Гс). Примерно у 10 Б. к. обнаружены пульсации излучения в оптич. диапазоне очень малой амплитуды, объясняемые особенностями строения атмосфер Б. к. Ряд особенностей спектров Б. к. обусловлен эффектами аккреции и разделения вещества в сильном гравитац. поле (ускорение свободного падения на поверхности Б. к. $\sim 10^8$ см/с^2).

Для физики Б. к. интересны прежде всего как объекты применения теории сверхплотной плазмы. При ср. плотностях $\sim 10^5$ г/см^3 вещество Б. к. представляет собой практически полностью ионизованный газ в вырожденном состоянии (см. *Вырожденный газ*). Теория объясняет существование Б. к. устойчивым равновесием сил гравитации и внутр. давления вырожденного газа электронов (Б. к. часто наз. «вырожденными звёздами»). Концентрация практически свободных электронов n_e в веществе Б. к. столь велика, что их квантовомеханич. фермиевскому импульсу $p_e \sim hn^{1/3}$ соответствует давление, достаточное для существования Б. к. с наблюдаемыми значениями радиусов [Р. Фаулер (R. Fowler), 1926]. Теория предсказывает соотношение масса—радиус Б. к.: $R \sim M^{-1/3}$ (при $M \leqslant 0{,}5\ M_\odot$), т. е. более массивные Б. к. имеют меньший радиус. Существует теоретич. верх. предел массы холодных Б. к. — т. н. чандрасекаровский предел $M_{Ch} \approx 1{,}4\ M_\odot$ [С. Чандрасекар (S. Chandrasekhar), 1931]. Превышение этого предела должно приводить к *гравитационному коллапсу* звезды. Существование предела массы объясняется тем, что по мере роста плотности скорость свободных электронов приближается к пределу—скорости света (газ электронов становится релятивистским) и сила давления вырожденного газа электронов растёт медленнее сил тяготения. Данные о массах реальных Б. к., их размерах и темп-рах достаточно хорошо согласуются со значениями этих величин, полученными теорией Б. к.

Б. к. становятся звёзды в конце своей эволюции (после исчерпания запасов термоядерного горючего, см. *Эволюция звёзд*). В Б. к. превращаются звёзды (красные гиганты) с нач. массой $M \leqslant 5 M_\odot$, после сброса внеш. слоёв, если масса остатка $M < M_{Ch}$. При этом звёзды проходят, как считают, стадию *планетарной туманности* (плотного звёздного ядра, окружённого разреженной газовой оболочкой). Темп-ра поверхности ядра составляет $\sim 10^5$ К. Постепенно остывая, оно переходит в состояние Б. к. Осн. источник светимости Б. к. — запасённая в звезде энергия теплового движения ионов. С возрастом светимость Б. к. падает. Теоретич. зависимость светимости от времени подтверждается наблюдениями. Напр., светимости Б. к. $\sim 10^{-3} L_\odot$ соответствует возраст $\sim 10^9$ лет. Дисперсия скоростей собственного движения Б. к. указывает на принадлежность их к далеко проэволюционировавшим звёздам — т. н. старому звёздному населению диска Галактики.

Иной путь возникновения Б. к. возможен в тесных двойных звёздных системах. В таких системах Б. к. может стать более массивный компонент, часть вещества к-рого, заполнив *полость Роша*, перетечёт на второй компонент. В этом случае звезда стадию планетарной туманности может не проходить. На светимость Б. к. в тесных двойных системах может заметно влиять термоядерное горение водорода, перетекающего со второго компонента системы. Это горение обычно имеет характер вспышек. Подобным механизмом объясняют вспышки *новых звёзд* и новоподобных звёзд. Перетекание вещества на углеродный или гелиевый Б. к. может привести к вспышке сверхновой (вследствие термоядерного взрыва осн. массы вещества Б. к.).

Лит.: Белые карлики. Сб. ст., пер. с англ., М., 1975; Шкловский И. С., Звезды. Их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984; Блинников С. И., Белые карлики, М., 1977; Шапиро С., Тьюколски С., Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, пер. с англ., т. 1—2, М., 1985.

С. И. Блинников.

БЕ́ЛЫЙ СВЕТ — электромагнитное излучение определ. спектрального состава, вызывающее у людей с нормальным цветовым зрением нейтральное в цветовом отношении ощущение. В отличие от *белого шума*, имеющего пост. спектральную плотность, Б. с. наз. спектральное распределение излучения чёрного тела при темп-ре ~ 5200 К. Такое излучение наиболее эффективно воспринимается глазом, т. к. максимум чувствительности глаза в дневных условиях лежит в области $\lambda \simeq 550$ нм. Б. с. даёт видимое излучение Солнца, а также излучение непрозрачных твёрдых и жидких тел, нагретых до высокой темп-ры и имеющих распределение спектра, близкое к солнечному. Для спектра Солнца (с учётом поглощения в земной атмосфере) максимум излучения лежит в области $\lambda \simeq 500$ нм, что соответствует цветовой темп-ре Солнца ~ 6500 К.

Ощущение Б. с. можно получить также смешением излучений двух *дополнительных цветов* или трёх монохроматич. излучений, взятых в определ. количеств. соотношении (см. *Цвет*, *Колориметрия*).

Б. с. представляет собой стационарный случайный процесс, фурье-компоненты к-рого статистически независимы. Статистич. свойства Б. с. описываются гауссовской статистикой. Представление Б. с. в виде суммы гармонич. членов ряда Фурье приобретает конкретный физ. смысл при взаимодействии его со спектральным прибором, к-рый разлагает Б. с. на монохроматич. компоненты. Напр., при прохождении Б. с. через *дифракционную решётку* излучение всех длин волн собирается только в направлении первичного пучка, вследствие чего нулевой порядок имеет белый цвет; в др. направлениях Б. с. разлагается в спектр, непрерывно изменяющийся от фиолетового к красному с увеличением угла дифракции. На временно́м языке Б. с. можно представить как последовательность случайных цугов (импульсов) со ср. длительностью, равной времени корреляции, к-рое порядка среднего периода оптич. излучения видимого диапазона.

Б. с. может формироваться также при распространении мощных сверхкоротких лазерных импульсов в нелинейных средах. Сверхуширение спектра импульса обусловлено при этом совместным проявлением мн. нелинейных эффектов: самомодуляции, четырехфотонных параметрич. процессов, лавинной ионизации среды и т. н. *А. С. Чиркин.*

БЕ́ЛЫЙ ШУМ — *шум*, время корреляции к-рого много меньше всех характерных времён физ. системы. Матем. моделью Б. ш. служит *случайный процесс* $\xi(t)$ $(\langle\xi(t)\rangle=0)$ с корреляц. ф-цией

$$\Gamma(t,\ \tau)=\langle\xi(t+\tau)\,\xi(t)\rangle=\sigma^2(t)\,\delta(\tau), \qquad (1)$$

где $\delta(\tau)$ — дельта-функция, $\langle\ldots\rangle$ — статистич. усреднение, $\sigma^2(t)$ — интенсивность Б. ш. В случае стационарного процесса $\sigma^2(t)=\mathrm{const}$, причём корреляц. ф-ции (1) отвечают равномерный спектр

$$\tilde{\Gamma}(\omega)=(2\pi)^{-1}\int_{-\infty}^{\infty}\Gamma(\tau)\exp(-i\omega\tau)\,d\tau=\sigma^2/2\pi, \qquad (2)$$

равное нулю время корреляции $\tau_к$ и в соответствии с соотношением неопределённости $\tau_к\Delta\omega>1$ бесконечная ширина спектра $\Delta\omega$.

Модель Б. ш. используют для описания воздействия шумов с малым временем корреляции на физ. системы (сигналы), обладающие конечной шириной полосы пропускания (спектра), в пределах к-рой спектр реального шума можно считать приближённо равномерным. Примером Б. ш. является *дробовой шум*, время корреляции которого определяется временем пролёта электрона от катода к аноду. Спектр дробового шума равномерен до частоты $\sim 10^8$ Гц. Др. пример — тепловой шум, спектр к-рого равномерен в том интервале частот, где постоянно сопротивление источника шума. В области слышимых частот примером Б. ш. является шум водопада.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976. *Л. А. Апресян.*

БЕ́ННЕТА — БУ́ДКЕРА УСЛО́ВИЕ — необходимое условие равновесия пучка релятивистских электронов, частично нейтрализованных покоящимися ионами, имеющее вид (для однозарядных ионов) $n_e/\gamma^2<n_i<n_e$, где n_e, n_i — соответственно число электронов и ионов на 1 см длины пучка, γ — релятивистский фактор для электронов. См. *Беннетовский пучок*, *Будкеровское кольцо*. *Э. Л. Бурштейн.*

БЕ́ННЕТОВСКИЙ ПУЧО́К — самофокусирующийся (т. е. удерживаемый собств. силами взаимодействия) пучок релятивистских электронов, частично нейтрализованный покоящимися (в среднем) ионами, в к-ром поперечные скорости электронов и ионов имеют максвелловское распределение. Ионы удерживаются кулоновским полем электронов (концентрации к-рых больше концентрации ионов), а электроны — собств. магн. полем пучка, действие к-рого превышает кулоновское расталкивание, обусловленное суммарным зарядом электронов и ионов. Плотность электронов и ионов в пучке спадает при этом по радиусу r пропорционально $(1+r^2/a^2)^{-2}$, где a — эффективный радиус пучка (т. н. беннетовское распределение). *Э. Л. Бурштейн.*

БЕ́РГМАНА СЕ́РИЯ (фундаментальная серия) — спектральная серия в атомных спектрах щелочных металлов. Спектральные линии Б. с. соответствуют переходам между самым глубоким d-уровнем и f-уровнями энергии и обычно лежат в ИК-области спектра. Аналогичные серии наблюдаются в спектрах атомов и ионов, имеющих один электрон во внеш. оболочке. Подробнее см. *Спектральная серия.*

БЕРЕСТЕ́ЦКОГО ТЕОРЕ́МА — утверждение о том, что произведение *внутренних чётностей* фермиона и соответствующего ему антифермиона равно -1. Установлена В. Б. Берестецким в 1951. Б. т. непосредственно вытекает из ф-л *зарядового сопряжения* и преобразования *пространственной инверсии* для решений Дирака ур-ния.

Лит.: Берестецкий В. Б., О внутренней четности позитрона, «ЖЭТФ», 1951, т. 21, с. 93. *С. С. Герштейн.*

БЕРИ́ЛЛИЙ (от греч. bēr\'yllion — уменьшит. от bē\'ryllos — берилл; лат. Beryllium), Be,— хим. элемент II группы периодич. системы элементов, ат. номер 4, ат. масса 9,01218. В природе представлен одним стабильным нуклидом ^{9}Be. Наиболее устойчивый искусств. радионуклид ^{7}Be (электронный захват, $T_{1/2}=53{,}2$ сут). Электронная конфигурация внеш. оболочки $2s^2$. Энергии ионизации равны 9,323 и 18,211 эВ. Металлич. радиус атома 0,113 нм, радиус иона Be^{2+} 0,034 нм. Значение электроотрицательности 1,4.

В свободном виде Б.— серебристо-белый мягкий металл с гексагональной плотноупакованной решёткой, параметры к-рой $a=0{,}22855$ нм и $c=0{,}35840$ нм (α-модификация). Кубич. β-модификация устойчива при темп-рах 1275—1285 °C; $t_{пл}=1285$ °C, $t_{кип}=2470$ °C, плотность 1,85 кг/дм^3 (20 °C), теплоёмкость 1,80 кДж$\times$ $\times$кг$^{-1}$ К$^{-1}$, теплопроводность 1,78 Вт$\cdot$м$^{-1}$ К$^{-1}$ (при 50 °C), уд. сопротивление 3,6—4,5 мкОм$\cdot$см (20 °C). Коэф. линейного расширения 10,3—131 (25—100 °C). Модуль Юнга 300 ГПа/м^2.

Б. химически активен, степень окисления +2, Б. и его соединения токсичны. На воздухе покрывается тонкой и прочной плёнкой оксида BeO. Б. применяют для изготовления замедлителей и отражателей нейтронов в ядерных реакторах, входит в состав ряда сплавов на основе Al, Mg, Cu и др. цветных металлов. Б. используется для поверхностной бериллизации стали. Т. к. Б. слабо поглощает рентг. излучение, из него изготовляют окна рентг. трубок. ^{7}Be применяют в качестве радиоактив. индикатора. При бомбардировке α-частицами ^{9}Be испускает нейтроны, поэтому его используют в ампульных источниках нейтронов (в смеси с ^{210}Po, ^{241}Am и др.).

Лит.: Химия и технология редких и рассеянных элементов, т. 2, [М., 1969]. *С. С. Бердоносов.*

БЕ́РКЛИЙ (по месту открытия — г. Беркли, Berkeley, США; лат. Berkelium), Bk,— искусственно полученный радиоакт. хим. элемент семейства *актиноидов*, ат. номер 97. Наиб. долгоживущие изотопы Б. ^{247}Bk (α-распад, $T_{1/2}=1380$ лет) и ^{249}Bk (α- и β-распад, $T_{1/2}=$ $=0{,}88$ года), первый образуется в ядерной реакции ^{244}Cm (α, p) ^{247}Bk, второй — интенсивным длительным облучением урана или плутония тепловыми нейтронами в ядерном реакторе. Конфигурация внеш. электронных оболочек $5f^8 6s^2 p^6 d^1 7s^2$ (возможна также конфигурация $5f^9 6s^2 p^6 7s^2$). Энергия ионизации 6,30 эВ. Радиус иона Bk^{3+} равен 0,0975 нм, иона Bk^{4+} 0,0870 нм. При комнатной темп-ре устойчива α-модификация металлич. Б. с двойной гексагональной плотной упаковкой (параметры $a=0,3416$ нм и $c=1,1069$ нм), при высоких темп-рах — β-модификация с гранецентрир. кубич. решёткой (параметр $a=0,4997$ нм). Радиус атома Б. для гексагональной модификации 0,176 нм, для кубической — 0,170 нм. По оценке, $t_{пл}=986$ °C, $t_{кип}=2587$ °C, плотность 14,8 кг/дм^3. В соединениях проявляет степени окисления +3 (наиб. устойчива в растворах) и +4 (сильный окислитель). *С. С. Бердоносов.*

БЕРНУ́ЛЛИ УРАВНЕ́НИЕ (интеграл Бернулли) в гидроаэромеханике — результат интегрирования дифференц. ур-ний установившегося движения идеальной (невязкой и нетеплопроводной) баротропной жидкости, записанных в переменных Эйлера (см. *Эйлера уравнение*). В баротропной жидкости плотность ρ зависит только от давления p, т. е. $p=p(\rho)$, и Б. у. имеет вид

$$U+\int\frac{dp}{\rho}+\frac{v^2}{2}=C, \qquad (1)$$

где U — потенциал поля объёмных (массовых) сил, действующих на жидкость, v — скорость течения, C — величина, постоянная на каждой линии тока или вихревой линии, но в общем случае изменяющая своё значение при переходе от одной линии к другой.

Если потенциал U и вид ф-ции $p(\rho)$ известны, Б. у. выражается алгебраич. соотношением. В простейшем случае несжимаемой тяжёлой жидкости, когда $U=gh$ (h — высота жидкой частицы над нек-рой горизонтальной плоскостью, g — ускорение свободного падения), а $\rho=\mathrm{const}$, имеем

$$gh+\frac{p}{\rho}+\frac{v^2}{2}=C. \qquad (2)$$

Для этого случая ур-ние было выведено Д. Бернулли (D. Bernoulli) в 1738.

Умножив ур-ние (2) на $\rho=\mathrm{const}$, получим, что сумма первых двух членов равна потенциальной энергии жидкости, а 3-й член $\rho v^2/2$ наз. *скоростным напором* или динамич. давлением и равен кинетич. энергии движущейся жидкости. Т. о., Б. у. в виде (2) выражает закон сохранения энергии и устанавливает связь между давлением и скоростью движущейся жидкости: если вдоль линии тока скорость увеличивается, давление падает, и наоборот. Когда в нек-рых точках потока жидкости давление вследствие роста скорости должно стать ниже некоторой малой положит. величины, близкой к давлению насыщенного пара этой жидкости, возникает *кавитация*.

В случае обратимых адиабатных течений совершенного газа с отношением уд. теплоёмкостей $c_p/c_V=\gamma$ имеем $p/\rho^\gamma=\mathrm{const}$ и из ур-ния (1), пренебрегая влиянием силы тяжести, получим:

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}\,\frac{p}{\rho}+\frac{v^2}{2}=\mathrm{const} \qquad (3)$$

или, в силу термодинамич. соотношения $\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{\rho}=c_pT=H$, где T — абс. темп-ра, H — *энтальпия*,

$$H+v^2/2=H_0. \qquad (4)$$

Б. у. для газов в форме (3) и (4) определяет параметры изоэнтропийного торможения: H_0, $T_0=H_0/c_p$, p_0, ρ_0 на каждой линии тока, к-рых газ достигает при $v=0$. Они наз. соотв. полной энтальпией, темп-рой торможения, полным давлением или давлением торможения и плотностью торможения. Б. у. в форме (4) также выражает закон сохранения энергии для газов. Б. у. используют при измерении скорости с помощью *трубок измерительных* и при др. аэрогидродинамич. измерениях.

В техн. приложениях для осреднённых по поперечному сечению параметров потока применяют т. н. обобщённое Б. у.: сохраняя форму ур-ний (2) — (4), в левую часть включают работу сил трения (гидравлич. потери) и механич. работу (работу компрессора или турбины) с соответствующим знаком. Обобщённым Б. у. пользуются в *гидравлике* при расчёте течений жидкостей и газов в трубопроводах и в машиностроении при расчёте компрессоров, турбин, насосов и др. гидравлич. и газовых машин.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 2, М., 1984. *С. Л. Вишневецкий.*

БЕ́ССЕЛЯ ФУ́НКЦИИ — *цилиндрические функции* 1-го рода, решения дифференц. ур-ния Бесселя.

БЕССТОЛКНОВИ́ТЕЛЬНОЕ ЗАТУХА́НИЕ волн в плазме (*Ландау затухание*) — затухание, обусловленное взаимодействием резонансных частиц с эл.-магн. волнами, возникающими в плазме. Волна в плазме затухает по мере распространения, несмотря на отсутствие парных столкновений. Условия резонанса частицы, имеющей скорость $\boldsymbol{v}$, с волной частоты ω для плазмы без магн. поля есть $\omega=\boldsymbol{kv}$ (черенковский резонанс); в магн. поле — $\omega=k_z v_z+n\omega_{Hj}$ (циклотронный резонанс), где $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, $\omega_{Hj}=e_jH/m_jc$ — циклотронная частота частицы сорта j с массой m_j и зарядом e_j; $n=0, \pm1, \pm2, \ldots$, ось z направлена вдоль магн. поля H.

БЕССТОЛКНОВИ́ТЕЛЬНЫЕ УДА́РНЫЕ ВО́ЛНЫ — резкие изменения параметров плазмы (плотности, темп-ры, магн. поля и др.), возникающие при сверхзвуковом движении плазмы и имеющие толщину фронта, существенно меньшую длины свободного пробега, так что парных столкновений в них не происходит. В лаб. плазме Б. у. в. возникают при сжатии и нагреве плазмы быстронарастающим магн. полем. В космич. условиях образование Б. у. в. происходит, напр., при взаимодействии солнечного ветра с магнитосферами планет, при взаимодействии звёздного ветра с магнитосферами пульсаров. Наиб. изученный в космич. плазме объект — ударная волна земной магнитосферы, толщина фронта к-рой на неск. порядков величины меньше длины свободного пробега.

В плазме, по к-рой уже прошла ударная волна, всегда имеются частицы, движущиеся быстрее фронта, к-рые, забегая вперёд в невозмущённую волной плазму, могли бы создать расплывание фронта до толщины, сравнимой с длиной свободного пробега. Однако этого не происходит по двум причинам. При наличии магн. поля, параллельного фронту волны или направленного под углом к нему, поле заворачивает частицы, движущиеся поперёк фронта на расстоянии порядка ларморовского радиуса, к-рый, т. о., играет роль длины свободного пробега. Если магн. поле перпендикулярно фронту волны или вообще отсутствует, то механизм, препятствующий расплыванию, имеет коллективную природу, т. е. осуществляется с помощью возбуждаемых неустойчивостей и волн. Если в невозмущённую волной область плазмы проникла через фронт группа (пучок) быстрых частиц, то перед фронтом волны развиваются пучковая неустойчивость и интенсивные колебания плазмы, к-рые эффективно тормозят быструю компоненту. В этом случае также как бы происходит переопределение длины свободного пробега с учётом коллективных процессов.

Образование ударной волны в плазме можно рассмотреть на примере движения магн. поршня (роль такого поршня для плазмы солнечного ветра выполняет планетная магнитосфера). Плазма перед поршнем сжимается, при этом возрастает напряжённость вмороженного в неё магн. поля H_0. В холодной плазме, давление к-рой p существенно меньше магнитного давления ($p\ll H_0^2/8\pi$), возмущения плотности и магн. поля (*магнитозвуковые волны*) перемещаются с альвеновской скоростью (см. *Альвеновские волны*) $v_A=H_0/\sqrt{4\pi\rho}$, где ρ — плотность плазмы. Если скорость поршня $v_п < v_A$, то возникшие перед поршнем возмущения постепенно передаются в глубь плазмы в виде магнитозвуковых волн. Однако при $v_п > v_A$ магнитозвуковые волны не успевают оторваться от поршня и продвинуть дальше область сжатия. Поэтому поршень как бы «сгребает» плазму, и перед ним происходит образование области сжатия плазмы и магн. поля до тех пор, пока увеличение локальной v_A, связанное с увеличением магн. поля, не сделает возможным «отрыв» возмущений от поршня.

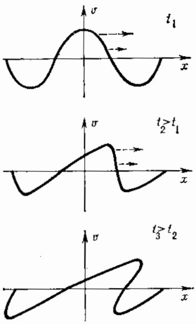


Рис. 1.

Кинетич. энергия поршня трансформируется при прохождении ударной волны во внутр. энергию плазмы, осн. доля к-рой приходится на интенсивные колебания плотности магн. поля и др. параметров. Происхождение таких колебаний не всегда связано с неустойчивостью, это могут быть, напр., нелинейные колебания в виде т. н. уединённых волн (*солитонов*), образующихся благодаря дисперсионным свойствам плазмы, вследствие к-рых возможно ограничение нелинейного роста крутизны волнового профиля (укручения), приводящего к разрыву. Эффект нелинейного укручения, известный из обычной газодинамики, состоит в том, что участки волнового профиля с большей амплитудой возмущения, к-рым соответствуют бо́льшие скорости движения, стремятся опередить участки с меньшей скоростью и, в конце концов, образуется разрыв (рис. 1). На языке фурье-анализа нелинейное укручение означает рождение высших гармоник с большими значениями волнового числа k. В обычной газодинамике отсутствует дисперсия фазовой скорости, т. е. скорости разл. гармоник совпадают. В этом случае нелинейное укручение может быть остановлено только за счёт появления диссипации (напр., вязкости), растущей с увеличением волнового числа. При наличии дисперсии фазовой скорости образующиеся за счёт нелинейности высшие гармоники «отрываются» от осн. волны — обгоняют её или отстают в зависимости от того, растёт или убывает фазовая скорость с ростом волнового числа. В результате

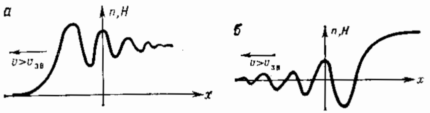


Рис. 2.

ещё до опрокидывания и образования разрыва волна может «распасться» на отдельные нелинейные волновые пакеты в форме солитонов (рис. 2). Характерный размер солитона совпадает с дисперсионным пространственным размером $l_{дисп}$, т. е. с длиной волны, на к-рой становится существенной дисперсия фазовой скорости. Напр., для ионно-звуковых солитонов в плазме без магн. поля $l_{дисп}$ есть *дебаевский радиус экранирования*.

Суперпозиция солитонов образует фронт Б. у. в. с осцилляторной структурой. Отд. солитон возникает в пренебрежении диссипацией при наличии только двух факторов — нелинейности и дисперсии. Солитон описывает обратимые движения плазмы — состояние плазмы до и после прохождения волны одно и то же. Необратимый скачок параметров, характерный для ударной волны, возникает при учёте диссипации. В Б. у. в.— это «коллективная» диссипация энергии плазменных колебаний, существующих за фронтом Б. у. в. В ламинарной Б. у. в. диссипация обычно обусловлена резонансным поглощением энергии волн частицами (см. *Ландау затухание*). В турбулентной Б. у. в. существенны неустойчивости, развивающиеся на фронте волны, напр. ионно-звуковая неустойчивость, параметрич. неустойчивость регулярных колебаний магн. полн и др. (см. *Неустойчивости плазмы*). В любом случае в результате развития неустойчивости плазма переходит в турбулентное состояние, при к-ром энергия регулярных колебаний за фронтом ударной волны трансформируется в турбулентные пульсации и в тепловую энергию плазмы (см. *Турбулентность плазмы*). Длина, на к-рой происходит «коллективная» диссипация регулярных колебаний $l_{диссип}$, определяет размер переходной области в Б. у. в., а размер отд. осцилляций определяется дисперсионной длиной $l_{дисп}$ (рис. 2, *а*). Структура, показанная на этом рисунке, соответствует средам с отрицат. дисперсией, когда скорость движения солитона тем больше, чем больше его амплитуда (гравитац. волны на воде, а в плазме — ионно-звуковые волны и распространяющиеся строго поперёк магн. поля магнитозвуковые волны). В этом случае самый большой солитон бежит впереди, а осциллирующий «хвост», образованный солитонами меньшей амплитуды, остаётся позади фронта. Обратный случай (рис. 2, *б*) соответствует средам с положит. дисперсией, когда скорость движения солитона уменьшается с ростом его амплитуды (напр., «косые» магнитозвуковые волны; см. *Волны в плазме*). В этом случае осциллирующий «хвост» находится в передней части фронта ударной волны.

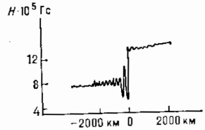


Рис. 3.

Описанные выше теоретич. модели Б. у. в. получили количественное подтверждение в лаб. экспериментах и при измерениях в плазме солнечного ветра. На рис. 3 показана структура косой межпланетной ударной волны по данным измерений на борту спутника ICEE в 1977. В соответствии с описанными выше теоретич. моделями осцилляторная структура в этом случае располагается перед фронтом ударной волны.

Лит.: Кадомцев Б. Б., Карпман В. И., Нелинейные волны, «УФН», 1971, т. 103, с. 193; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко.

БЕСФОНО́ННЫЕ ЛИ́НИИ — узкие линии в спектрах поглощения и испускания примесных центров люминесценции (атомов, ионов или молекул в кристаллич. или неупорядоченных твёрдых матрицах), возникающие при оптич. излучательных квантовых переходах между уровнями энергии центра и происходящие без участия фононов матрицы. В общем случае спектральная полоса, отвечающая электронному (для молекулярных центров — электронно-колебательному) переходу в примесном центре, состоит из узкого пика и относительно широкого спектрального распределения — фононного крыла (рис.), обусловленного переходами, сопровождающимися рождением или уничтожением фононов матрицы. Узкие Б. л. в спектрах примесных центров часто наз. оптич. аналогами резонансных линий в γ-спектрах, наблюдаемых при *Мёссбауэра эффекте*.

Относит. интенсивность Б. л. определяется *Дебая—Уоллера фактором* α:

$$\frac{I_{бл}}{I_{бл}+I_{фк}} = \alpha = e^{-S(T)},$$

где

$$S(T)=\int_0^\infty f(\nu)\left(\frac{2}{e^{h\nu/kT}-1}+1\right)d\nu,$$

$I_{\text{БЛ}}$ и $I_{\text{ФК}}$ — интенсивности Б. л. и фононного крыла соответственно, T — абс. темп-ра, $f(\nu)$ — т. н. взвешенная плотность фононных состояний частоты ν, представляющая собой произведение плотности фононных состояний на ф-цию электрон-фононной связи (квадрат смещения положения равновесия кристаллич. осцилляторов при электронном переходе в примесном центре). Чем прочнее электрон-фононная связь, тем слабее Б. л. Повышение темп-ры приводит к ослаблению Б. л. и «перекачке» энергии в фононное крыло (суммарная интенсивность практически не зависит от темп-ры). В области темп-р, отвечающих условию $kT\gg h\nu_{\text{макс}}$ ($\nu_{\text{макс}}$ — макс. частота фононов, участвующих в электрон-фононном взаимодействии), интенсивность Б. л. с повышением темп-ры падает экспоненциально. Электрон-фононное взаимодействие приводит также к температурному уширению и сдвигу Б. л.

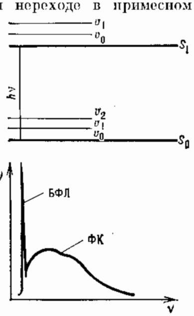


Схема уровней (вверху) и общий вид спектральной полосы (внизу) примесного центра (S_0 и S_1 — основное и возбуждённое электронные состояния); v_0, v_1, v_2 — колебат. подуровни примесного центра; БФЛ — бесфононная линия, ФК — фононное крыло. Фононные уровни на рис. не изображены.

При низких темп-рах Б. л. наблюдаются в спектрах кристаллов с ионами редкоземельных и переходных элементов, примесных щелочно-галоидных кристаллов, нек-рых молекулярных кристаллов с примесными молекулами и др. Ширина наблюдаемых Б. л. даже при гелиевых темп-рах обычно на 3 порядка превышает радиационную ширину, что в основном обусловлено неоднородностью кристаллич. матрицы. Методы селективной *лазерной спектроскопии* позволяют выявлять узкие Б. л. (шириной менее 10^{-3} см$^{-1}$) в спектрах сложных соединений.

Лит.: Ребане К. К., Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов, М., 1968; Марадудин А., Дефекты и колебательный спектр кристаллов, пер. с англ., М., 1968; Перлин Ю. Е., Цукерблат Б. С., Эффекты электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах примесных парамагнитных ионов, Киш., 1974; Personov R. I., Site sekection spectroscopy of Complex Molecules in Solutions and Its Applications, в сб.: Spectroscopy and Excitation Dynamica of Condensed Molecular Sysmens, pt. 10, ed. by V. M. Agronovich and R. M. Hochstrasser, 1983.

Р. И. Персонов.

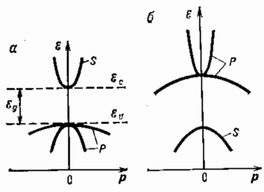
БЕСЩЕЛЕВЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ — вещества с тождественно равной нулю шириной запрещённой зоны. В Б. п. дно зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ и вершина валентной зоны $\mathscr{E}_v$ касаются друг друга. Б. п. образуют естеств. границу между металлами (металлы с точечной *ферми-поверхностью*) и полупроводниками. От типичных полупроводников их отличает отсутствие энергетич. порога для рождения электронно-дырочных пар, от металлов — существенно меньшая плотность электронного газа. Впервые бесщелевое состояние обнаружено в 1957 [1]. Обращение в нуль ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ может быть обусловлено симметрией кристаллич. решётки, а может носить и случайный характер. Это позволяет разделить Б. п. на 2 группы. К 1-й относятся α—Sn (серое олово), β—Hg*S*, HgSe и HgTe, у к-рых дну зоны проводимости и вершине валентной зоны соответствуют *волновые функции*, принадлежащие одному и тому же неприводимому представлению пространственной группы симметрии кристаллов. Бесщелевой электронный спектр этих веществ достаточно устойчив и исчезает лишь при внеш. воздействиях, понижающих симметрию кристалла (напр., при одноосном сжатии). Ко 2-й группе Б. п. можно отнести *твёрдые растворы* $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Bi_{1-x}Sb_x$, у к-рых при определ. соотношениях компонент возникает случайное вырождение уровней, соответствующих дну зоны проводимости и вершине валентной зоны. В этих веществах бесщелевое состояние может быть разрушено под действием любого возмущения, в т. ч. такого, к-рое не изменяет симметрии кристалла.

Все известные Б. п. 1-й группы имеют т. н. инверсную зонную структуру, к-рую предложили С. Х. Гровс и В. Поль в 1963 для объяснения свойств α—Sn. Для этой структуры характерно обратное расположение энергии s- и p-подобных электронных зон кристалла по сравнению с энергетич. структурой таких типичных полупроводников, как Ge и InSb, обладающих той же кубич. симметрией. У InSb зона проводимости, отделённая от валентной зоны запрещённой зоной шириной $\mathscr{E}_g$, описывается в окрестности «дна» $\mathscr{E}_c$ волновыми ф-циями S-симметрии. Две валентные зоны вблизи своего потолка $\mathscr{E}_v$ описываются волновыми ф-циями P-симметрии (зоны лёгких и тяжёлых дырок; рис., *а*). В Б. п. (напр., HgTe) зона с S-симметрией расположена ниже зон с P-симметрией и имеет отрицат. кривизну. Кривизна одной из зон с P-симметрией оказывается положительной, а другой — отрицательной (рис., *б*). *Эффективные массы* электронов $m^*_э$ в Б. п. заметно меньше эффективных масс дырок $m^*_д$ ($m^*_э/m^*_д\sim10^{-2}$). Возникновение инверсной структуры зон связано с релятивистскими эффектами [1].

Отсутствие щели в электронном спектре Б. п. обусловливает целый ряд их особенностей. Концентрация n электронов как носителей заряда в чистых нелегированных Б. п. степенным (а не экспоненциальным) образом зависит от темп-ры T:

$$n\sim T^{3/2}.$$

Концентрация n может заметно возрастать при пропускании через Б. п. электрич. тока, что обусловливает нелинейность вольт-амперной характеристики.



Электронные энергетические спектры ($\mathscr{E}$ — энергия электрона, p — его квазиимпульс): *а* — полупроводника InSb с конечной шириной запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$; *б* — бесщелевого полупроводника.

Значит. роль в Б. п. при низких темп-рах играет электрон-электронное взаимодействие, приводящее, во-первых, к неаналитич. зависимости энергии электронов и дырок от квазиимпульса p в области $p\leqslant h^2\varepsilon_0/m^*e^2$ (e — заряд электрона, ε_0 — статическая *диэлектрическая проницаемость*); во-вторых, к сингулярному поведению диэлектрич. проницаемости кристалла как ф-ции T, *ферми-энергии* $\mathscr{E}_F$, частоты и волнового числа при малых значениях этих параметров.

В отличие от обычных полупроводников, в Б. п. невозможно существование истинно дискретных примесных уровней, однако акцепторные примеси в Б. п. образуют узкие резонансные состояния в зоне проводимости с шириной, пропорциональной малому отношению плотности электронных состояний в зонах проводимости и валентной [2]. Донорные же примеси в Б. п. с $m_э^* \ll \ll m_д^*$ таких квазисвязанных уровней не образуют.

При наложении на Б. п. анизотропных воздействий (одноосного давления) или квантующего магн. поля в их электронном спектре возникает запрещённая зона, что проявляется в росте электросопротивления, коэф. Холла (см. *Холла эффект*), изменении оптич. характеристик и т. д.

Б. п. со случайным вырождением зоны проводимости и валентной зоны обладают непараболич. спектром носителей заряда с очень малыми эффективными массами. Следствием этого является высокая подвижность электронов и дырок, приводящая, в частности, к значит. величине *магнетосопротивления*, коэф. Нернста—Эттингсхаузена (см. *Нернста—Эттингсхаузена эффект*) и нек-рых др. кинетич. параметров.

Лит.: 1) Цидильковский И. М., Зонная структура полупроводников, М., 1978; 2) Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский И. М., Электронный энергетический спектр бесщелевых полупроводников, «УФН», 1976, т. 120, с. 337; 3) Берченко Н. Н., Пашковский М. В., Теллурид ртути — полупроводник с нулевой запрещенной зоной, там же, 1976, т. 119, с. 223.

С. Д. Бенеславский.

БЕ́ТА-РАСПА́Д ядер (β-распад) — один из 3 осн. типов *радиоактивности*. При электронном (β^-) распаде один из нейтронов ядра превращается в протон с испусканием электрона и электронного антинейтрино $\tilde{\nu}_e$:

$$A\,(Z,\ N) \longrightarrow A\,(Z+1,\ N-1)+e^- +\tilde{\nu}_e.$$

Здесь A — массовое число, Z — заряд ядра, N — число нейтронов. При позитронном (β^+) распаде один из протонов ядра превращается в нейтрон с испусканием позитрона и электронного нейтрино ν_e:

$$A\,(Z,\ N) \longrightarrow A\,(Z-1,\ N+1)+e^+ +\nu_e.$$

С Б.-р. тесно связаны т. н. обратные β-процессы: захват электрона с K-оболочки атома (K-захват) или менее вероятный захват с L- и др. оболочек (*электронный захват*):

$$e^- + A\,(Z,\ N) \longrightarrow A\,(Z-1,\ N+1)+\nu_e,$$

а также обратный β-распад:

$$\nu_e\,(\tilde{\nu}_e)+A\,(Z,\ N) \longrightarrow A\,(Z\pm 1,\ N\mp 1,\ )+e^-\,(e^+)$$

(подробнее см. *Нейтрино*).

Б.-р. является проявлением фундаментального *слабого взаимодействия* элементарных частиц. Согласно совр. представлениям, Б.-р. обусловлен превращениями *кварков*: при β^--распаде один d-кварков нуклона превращается в u-кварк, при β^+-распаде происходит обратное превращение.

Б.-р. возможен в том случае, когда разность масс начального N и конечного N' ядер превышает сумму масс электрона m_e и нейтрино m_ν. Всегда, когда энергетически возможен β^+-распад, возможен и электронный захват. В ряде случаев может происходить т. н. *двойной бета-распад*:

$$A\,(Z,\ N) \longrightarrow A\,(Z\pm 2,\ N\mp 2)$$

с испусканием двух β-частиц и нейтринной пары либо без испускания нейтрино.

Энергия, выделяющаяся при Б.-р., распределяется между электроном, нейтрино и конечным ядром; подавляющая часть приходится на долю лёгких частиц. Поэтому спектр испускаемых β-частиц непрерывен, их кинетич. энергия принимает значения от 0 до нек-рой граничной энергии $\mathscr{E}_0$, определяемой соотношением

$$\mathscr{E}_0/c^2 = M\,(A,\ Z)-M\,(A,\ Z+1)-m_e-m_\nu,$$

где M — массы начального и конечного ядер.

Несохранение пространственной чётности при Б.-р. В 1956 Ли Цзундао и Ян Чжэньнин (США, [1]) предположили, что в слабых взаимодействиях, обусловливающих Б.-р., закон сохранения пространственной чётности может нарушаться. Для проверки этой гипотезы предлагалось измерить угловые распределения электронов и позитронов при Б.-р. поляризов. ядер. При несохранении пространственной чётности угловое распределение электронов должно быть асимметрично относительно направления спина ядра. Впервые такой эксперимент выполнен в 1956 Ву Цзяньсюн с сотрудниками (США) на поляризов. ядрах ^{60}Co, была обнаружена сильная асимметрия — электроны испускались в направлении, противоположном спину ядра [2].

Нарушение сохранения пространственной чётности в Б.-р. должно приводить также к отличию от 0 ср. значений продольных поляризаций β-частиц и нейтрино. Эксперименты показали, что при Б.-р. рождаются электроны со спинами, антипараллельными их импульсу (левовинтовые), и позитроны со спинами, параллельными импульсу (правовинтовые), причём для большинства β-переходов степени их поляризации равны $\pm v/c$. Если $m_\nu = 0$, то испускаемые в Б.-р. нейтрино и антинейтрино должны иметь определ. значение проекции спина на направление импульса (*спиральность*), т. е. обладать $100^0/_0$-ной продольной поляризацией. Оказалось, что при β^+-распаде испускаются левополяризов. нейтрино, а в β^--распаде — правополяризов. антинейтрино.

Теория Б.-р. Основы теории Б.-р. созданы в 1934 Э. Ферми [3]. Он исходил из 4-фермионного взаимодействия нуклонов и *лептонов* по аналогии с эффективным электрон-нуклонным взаимодействием в электродинамике (рис. 1, *а*). Однако, в отличие от *электромагнитного взаимодействия*, к-рое является дальнодействующим, 4-фермионное взаимодействие Ферми было

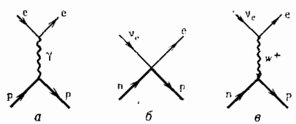


Рис. 1. Схематическое изображение (Фейнмана диаграммы): *а* — электромагнитного взаимодействия; *б* — бета-распада в теории Ферми; *в* — в современной теории электрослабого взаимодействия.

контактным (локальным; рис. 1, *б*). Гамильтониан нуклон-лептонного взаимодействия Ферми имел вид:

$$H_\beta = G_\beta\,(\overline{\Psi}_p\gamma_\mu\Psi_n)\,(\overline{\Psi}_e\gamma^\mu\Psi_\nu). \qquad (1)$$

Здесь G_β — константа взаимодействия (константа Ферми), Ψ — 4-компонентные волновые ф-ции взаимодействующих частиц, удовлетворяющие *Дирака уравнению*, $\overline{\Psi}=\Psi^+\gamma_0$ — сопряжённые волновые ф-ции, γ^μ — дираковские матрицы, $\mu=0,\ 1,\ 2,\ 3,\ 4$; $\gamma^0=\gamma_0$; $\gamma^i=-\gamma_i$ ($i=1,\ 2,\ 3$).

В первонач. варианте теории Ферми нуклон-лептонное взаимодействие имело чисто векторную форму. Впоследствии было выяснено, что гамильтониан слабого взаимодействия может быть комбинацией релятивистски-инвариантных слагаемых, образованных из скаляра (S), псевдоскаляра (P), вектора (V), аксиального вектора (A) и тензора (T). Открытие несохранения пространственной чётности, исследование корреляций между направлениями вылета β-частиц и нейтрино при Б.-р. ядер ^{35}Ar и ^{6}He, а также угловых распределений электронов и нейтрино при распаде *поляризованных нейтронов* показали, что в Б.-р. реализуется гл. обр. $V-A$-вариант (см. *Бета-распад нейтрона*).

Эффективный гамильтониан Б.-р., используемый в совр. расчётах, предложен Р. Ф. Фейнманом и М. Гелл-Маном в 1958 [4]. Он имеет вид:

$$H_\beta = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}}\,J^\mu\,(x)\ L_\mu(x)+э.с. \qquad (2)$$

Здесь J^{μ} — нуклонный ток, L_{μ} — лептонный ток (см. *Ток* в квантовой теории полн), x — пространственно-временнáя координата; через э. с. обозначены эрмитово-сопряжённые члены; $G_{\beta} = G_{\mu} \cos \vartheta_c$, где G_{μ} — универсальная константа слабого взаимодействия; множитель $\cos \vartheta_c$ отвечает процессам без изменения *странности* (ϑ_c — т. н. *Кабиббо угол*). Константа $G_{\beta} = 1{,}40 \cdot 10^{-49}$ эрг·см^3 была найдена экспериментально (см. ниже). Лептонный ток L_{μ} является комбинацией V- и A-слагаемых с равными весами и может быть выражен через волновые ф-ции электрона и нейтрино:

$$L_{\mu}(x) = \overline{\Psi}_e(x)\, \gamma_{\mu}(1+\gamma_5)\, \Psi_{\nu}, \tag{3}$$

где $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. Нуклонный ток J^{μ} также является комбинацией векторного и аксиально-векторного слагаемых $J^{\mu} = V^{\mu}(x) - A^{\mu}(x)$. Он не может быть выписан в явном виде через волновые ф-ции нуклонов, однако матричные элементы от V^{μ} и A^{μ} между нуклонными состояниями, к-рые определяют характеристики Б.-р. (см. ниже), могут быть выражены через небольшое число констант связи g_V, g_M, g_S, g_A, g_P, g_T:

$$\langle N' \mid V^{\pm}(0) \mid N \rangle = \overline{U}_{N'} \left[g_V(q^2)\, \gamma_{\mu} + \frac{g_M(q^2)}{2Mc} \sigma_{\mu\nu} q^{\nu} + \right.$$
$$\left. + g_S(q^2)\, q_{\mu} \right] \tau^{\pm} U_N; \tag{4}$$

$$\langle N' \mid A_{\mu}^{\pm}(0) \mid N \rangle = \overline{U}_{N'} \left[g_A(q^2)\, \gamma_{\mu} + g_P(q^2)\, q_{\mu} + \right.$$
$$\left. + \frac{g_T(q^2)}{2Mc} \sigma_{\mu\nu} q^{\nu} \right] \gamma_5 \tau^{\pm} U_N.$$

Здесь N, N' — исходный и конечный нуклоны; U — дираковский биспинор (решение свободного ур-ния Дирака), $\tau^{\pm}$ — повышающий и понижающий изоспиновые операторы, переводящие нейтрон в протон и протон в нейтрон (см. *Изотопический спин*); $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_{\mu}\gamma_{\nu} - \gamma_{\nu}\gamma_{\mu})$, $\nu = 0, 1, 2, 3$; $q_{\mu} = (p_{N'} - p_N)_{\mu}$ — передаваемый 4-импульс, $p_{N'}$ и p_N — импульсы начального и конечного состояний нуклона.

Из гипотезы сохранения *векторного тока* следует, что $g_V \equiv g_V(0) = 1$, $g_S(q^2) = 0$, $g_M(0) = \mu_p - \mu_n = 3{,}70$, где μ_p и μ_n — аномальные магн. моменты протона и нейтрона в единицах ядерного магнетона (см. *Магнетизм микрочастиц*). Эксперим. исследования Б.-р. позволили подтвердить гипотезу *векторного тока сохранения* и получить ограничение на константу g_T, характеризующую т. н. аксиальный ток второго рода: $|g_T/g_A| \leqslant 10^{-4}$.

Выделяемые при Б.-р. энергии малы по сравнению с $m_N c^2$ (m_N — масса нуклона), поэтому можно считать передаваемый 4-импульс q_{μ} равным 0. При этом однонуклонный гамильтониан H_{β} примет вид:

$$H_{\beta} = \frac{G_{\beta}}{\sqrt{2}} \{ g_V(\mathbf{1} L_0 - \boldsymbol{\alpha} \boldsymbol{L}) - g_A(\gamma_5 L_0 - \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{L}) \} \tau^{\pm}. \tag{5}$$

Здесь g_V и g_A — векторная и аксиальная константы нуклон-лептонного взаимодействия, $\mathbf{1}$ — единичный оператор, $\boldsymbol{\alpha} = \gamma_0 \boldsymbol{\gamma}$ — матрицы Дирака, $\boldsymbol{\sigma} = -\gamma_0 \boldsymbol{\gamma} \gamma_5$ — спиновые матрицы Паули. Т. о., эффективный гамильтониан Б.-р. определяется в осн. двумя константами связи — векторной g_V и аксиально-векторной g_A.

Дальнейшее развитие теории привело к созданию единой теории слабых и эл.-магн. взаимодействий (см. *Электрослабое взаимодействие*). Согласно этой теории, слабое взаимодействие не является локальным, а происходит путём обмена заряженными ($W^{\pm}$) и нейтральными (Z^0) векторными частицами массой около 100 Гэв/с^2 (рис. 1, *в*). Однако на теории Б.-р. существование этих частиц практически не сказывается из-за малости $\mathscr{E} \leqslant 10$ МэВ по сравнению с $m_W c^2$. По этой причине теория электрослабых взаимодействий для Б.-р. сводится к теории Фейнмана — Гелл-Мана.

Характеристики Б.-р. Для вычисления наблюдаемых характеристик Б.-р. — периодов полураспада $T_{1/2}$, формы β-спектров, $\beta^{\pm}$ — ν-угловых корреляций и др. необходимо знать амплитуду процесса, определяемую матричным элементом перехода между начальным i и конечным f ядерными состояниями: $M_{fi} = \langle f \mid H_{\beta} \mid i \rangle$. В случае Б.-р. нуклона $M_{fi} = \int \Psi_f^{+} H_{\beta} \Psi_i\, dV$. В случае Б.-р. ядер:

$$M_{fi} = \int \Psi_f^{+}(\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_A)\, H_{\beta}(\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_A)\, \Psi_i(\boldsymbol{r}_1, \ldots$$
$$\ldots, \boldsymbol{r}_A)\, d^3\boldsymbol{r}_1, \ldots, d^3\boldsymbol{r}_A,$$

где эффективный гамильтониан процесса H_{β} равен сумме слагаемых, описывающих Б.-р. отдельных, составляющих ядро нуклонов: $H_{\beta}(\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_A) = \sum_{i=1}^{i=A} H_{\beta}^{i}(\boldsymbol{r}_i)$. Здесь $\boldsymbol{r}$ — пространственная координата нуклонов в ядре. Это не означает, что теория может описывать только однонуклонные переходы; эффекты многонуклонной структуры, включая возможность *коллективных возбуждений* ядра, учитываются в волновых ф-циях начального и конечного состояний ядер. Однако в таком приближении не учитываются т. н. мезонные обменные токи, описывающие испускание пары $e\tilde{\nu}_e$ ($e^{+}\nu_e$) виртуальными мезонами, к-рыми обмениваются нуклоны в ядре (рис. 2, *а*), а также испускание лептонной пары нуклонами, происходящее за счёт обмена виртуальными мезонами (рис. 2, *б*, *в*). Учёт мезонных обменных токов приводит к тому, что H_{β} становится многочастичным оператором. Вклады

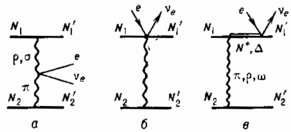


Рис. 2. Примеры вкладов мезонных обменных токов в амплитуду бета-распада: *а* — рождение лептонной пары при бета-распаде виртуального мезона (напр., ρ- или σ-мезонов в π-мезон), N_1 и N_2 — нуклоны до процесса, N_1' и N_2' — после; *б* — рождение лептонной пары нуклоном при испускании мезона, поглощаемого другим нуклоном ядра; *в* — виртуальное возбуждение нуклонного резонанса (N^* или Δ) при обмене мезоном с другим нуклоном и последующий бета-распад резонанса.

мезонных обменных токов в β-спектры и периоды полураспада могут достигать неск. %.

Спектр β-частиц связан с матричным элементом M_{fi} соотношением:

$$N(\mathscr{E})\, d\mathscr{E} = \frac{G_{\beta}^2}{2\pi^3 c^5 \hbar^7} \mid M_{fi} \mid^2 p\mathscr{E} (\mathscr{E}_0 - \mathscr{E})^2\, d\mathscr{E}. \tag{6}$$

Здесь p и $\mathscr{E}$ — импульс и энергия испускаемой β-частицы. При выводе (6) предполагалось, что $m_{\nu} = 0$ и энергия отдачи конечного ядра пренебрежимо мала по сравнению с $\mathscr{E}_0$. Если M_{fi} не зависит от энергии, форма β-спектра определяется только «статистич.» множителем: $N(\mathscr{E}) \sim p\mathscr{E}(\mathscr{E}_0 - \mathscr{E})^2$. При расчёте M_{fi} используется ряд приближений: 1) граничные энергии $\mathscr{E}_0$ относительно малы, вследствие чего длины волн де Бройля испускаемых лептонов велики по сравнению с размерами R ядер: $pR/\hbar \ll 1$, $qR/\hbar \ll 1$, т. е. волновые ф-ции лептонов незначительно меняются внутри ядра; 2) будучи взяты между ядерными состояниями, нек-рые входящие в ф-лу для H_{β} операторы имеют матричные элементы порядка 1, тогда как другие имеют матричные элементы порядка v_N/c, где v_N — характерная скорость нуклона в ядре. Для лёгких и средних ядер параметр $Ze^2/\hbar c \ll 1$. При вычислении M_{fi} обычно используется разложение по этим малым параметрам.

Волновая ф-ция нейтрино Ψ_ν, входящая в лептонную часть матричного элемента $L_\mu(\boldsymbol{r})$, описывается плоской волной: $\Psi_\nu(\boldsymbol{r}) \sim \exp(-i\boldsymbol{qr}/\hbar) \approx 1 - i\boldsymbol{qr}/\hbar - {}^1/_2(\boldsymbol{qr}/\hbar)^2 + \ldots$. Т. к. $qR/\hbar \ll 1$, то внутри ядра $(r < R)$ $\Psi_\nu(\boldsymbol{r}) \approx \text{const}$, и при интегрировании по объёму ядра нейтринная волновая ф-ция не приводит к зависимости M_{fi} от $\mathcal{E}$.

Если пренебречь взаимодействием испускаемой β-частицы с кулоновскими полями ядра и электронной оболочки атома, то её волновая ф-ция также будет описываться плоской волной: $\Psi_e(\boldsymbol{r}) = \exp(-i\boldsymbol{pr}/\hbar)$. Учёт кулоновского взаимодействия приводит к отличию волновой ф-ции β-частицы от плоской волны; в результате волновая ф-ция становится зависящей от энергии $\mathcal{E}$ даже при $pR/\hbar \ll 1$. Влияние кулоновского взаимодействия испускаемых β-частиц на их энергетич. спектр учитывается с помощью т. н. кулоновского поправочного фактора, или ф-ции Ферми $F(Z, \mathcal{E})$, к-рая при $pR/\hbar \ll 1$ определяется как квадрат отношения волновых ф-ций β-частицы, вычисленных с учётом $(Z \neq 0)$ и без учёта $(Z = 0)$ кулоновского поля ядра в центре $(r = 0)$ или на периферии $(r = R)$ ядра:

$$F(Z, \mathcal{E}) = |\Psi_e|^2_Z / |\Psi_e|^2_0.$$

Приближение, в к-ром учитываются лишь главные нуклонные вклады в гамильтониан H_β, а лептонные волновые ф-ции внутри ядра считаются не зависящими от координат, наз. **разрешённым**. В этом приближении выражение для спектра β-частиц принимает вид:

$$N(\mathcal{E})\,d\mathcal{E} = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3\hbar^7} G_\beta F(Z\mathcal{E}) \left\{ g_V^2 \left| \int 1 \right|^2 + g_A^2 \left| \int \sigma \right|^2 \right\} \times \\ \times \mathcal{E} \sqrt{\mathcal{E}^2 - 1}\,(\mathcal{E}_0 - \mathcal{E})^2\,d\mathcal{E}. \quad (7)$$

Здесь энергия выражена в единицах $m_e c^2$ (m_e — масса электрона);

$$\int 1 = \langle f \,|\, \textstyle\sum_{i=1}^{A} \tau_\pm^{(i)} \,|\, i \rangle, \\ \int \sigma = \langle f \,|\, \textstyle\sum_{i=1}^{A} \sigma^{(i)} \tau_\pm^{(i)} \,|\, i \rangle. \quad (8)$$

Кулоновское поле ядра увеличивает вероятность испускания электронов и уменьшает вероятность испускания позитронов в области низких энергий. Кроме того, при учёте кулоновского фактора $F(Z, \mathcal{E})$ вероятность испускания электрона при Б.-р. на нижн.

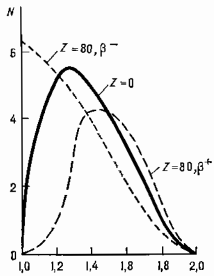


Рис. 3. Энергетические спектры разрешённых β$^+$-переходов с кулоновской поправкой для $Z = 80$ и $Z = 0$ для $\mathcal{E}_0 \approx 1$ МэВ; в случае $Z = 0$ β$^-$ и β$^+$-спектры совпадают. По оси абсцисс отложена полная энергия $\mathcal{E}$ электрона.

границе β-спектра не обращается в нуль, а стремится к конечному значению (рис. 3). Влияние кулоновского фактора на β-спектры и вероятность Б.-р. возрастают с увеличением Z и уменьшением $\mathcal{E}_0$. При расчётах $F(Z, \mathcal{E})$ необходимо учитывать также экранирование заряда ядра атомными электронами (особенно важно в случае β$^+$-распада) [9].

Полная вероятность W Б.-р. в единицу времени может быть получена интегрированием $N(\mathcal{E})$ по энергии:

$$W = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3\hbar^7} G_\beta^2 \left\{ g_V^2 \left| \int 1 \right|^2 + g_A^2 \left| \int \sigma \right|^2 \right\} f; \quad (9а)$$

$$f = \int_1^{\mathcal{E}_0} F(Z, \mathcal{E})\, \mathcal{E} \sqrt{\mathcal{E}^2 - 1}\,(\mathcal{E}_0 - \mathcal{E})^2\,d\mathcal{E}. \quad (9б)$$

Если пренебречь взаимодействием испускаемой β-частицы с кулоновским полем атома, то:

$$f|_{Z=0} = \int_1^{\mathcal{E}_0} \mathcal{E} \sqrt{\mathcal{E}^2 - 1}(\mathcal{E}_0 - \mathcal{E})^2\,d\mathcal{E} = \\ = \sqrt{\mathcal{E}^2 - 1} \left[\frac{\mathcal{E}_0^4}{30} - \frac{3\mathcal{E}_0^2}{20} - \frac{2}{15} \right] + \frac{\mathcal{E}_0}{4} \ln\left(\mathcal{E}_0 + \sqrt{\mathcal{E}_0^2 - 1}\right). \quad (10)$$

В общем случае f вычисляется с помощью табулированных значений $F(Z, \mathcal{E})$.

Т. к. период полураспада $T_{1/2}$ связан с вероятностью Б.-р. W соотношением $W = \ln 2 / T_{1/2}$, то

$$fT_{1/2} = k \Big/ \left\{ g_V^2 \left| \int 1 \right|^2 + g_A^2 \left| \int \sigma \right|^2 \right\}, \quad (11)$$
$$k = 2\pi^3 \ln 2\hbar^7 / m_e^5 c^4 G_\beta^2 = G_\beta^{-2} \cdot 12306\ c.$$

В правой стороне последнего равенства G_β в единицах 10^{-49} эрг·см^3. Величина $fT_{1/2}$, называемая **сравнит. периодом полураспада**, играет существ. роль в классификации β-переходов. Функция f учитывает зависимость вероятности Б.-р. от $\mathcal{E}_0$ и кулоновских эффектов; поэтому $fT_{1/2}$, в отличие от $T_{1/2}$, зависит только от M_{fi}.

Классификация β-переходов. Правила отбора. Б.-р. характеризуется широким диапазоном изменения периодов полураспада $T_{1/2}$—от 10^{-2} с до 10^{16} лет. Такая большая вариация величин $T_{1/2}$ объясняется 2 осн. причинами: 1) период полураспада сильно зависит от $\mathcal{E}_0$ (при $\mathcal{E}_0 \gg m_e c^2$, $W \sim \mathcal{E}_0^5$), а $\mathcal{E}_0$ изменяется в широких пределах от 2,64 кэВ для перехода ^{187}Re $\to$ ^{187}Os до 13,43 МэВ для ^{12}B $\to$ ^{12}C; 2) в зависимости от спинов и чётностей начального и конечного ядерных состояний вклад в амплитуду процесса дают разл. слагаемые в эффективном гамильтониане Б.-р., матричные элементы к-рых имеют разный порядок величины. Кроме того, испускаемая при Б.-р. лептонная пара может уносить разл. орбитальный момент. С увеличением этого момента из-за центробежного эффекта уменьшаются значения волновых ф-ций лептонов во внутриядерной области, а следовательно, и интеграл перекрытия волновых ф-ций, определяющий M_{fi}. В соответствии с этим все β-переходы разделяются на разрешённые и запрещённые.

Разрешённые переходы. Т. к. в разрешённом приближении волновые ф-ции лептонов внутри ядра постоянны, то лептоны не уносят орбитального углового момента. Если при этом спин ядра не меняется, то суммарный спин, уносимый лептонной парой, также равен 0. Такие переходы наз. **фермиевскими**. Если же векторное изменение спина ядра (суммарный спин, уносимый лептонной парой) равно 1, переходы наз. **гамов-теллеровскими**. Чётность ядерных состояний в разрешённых β-переходах не меняется. Т. о., *отбора правила*, ограничивающие изменение полного момента I и чётности π ядра, в случае разрешённых переходов фермиевского типа имеют вид:

$$\Delta \boldsymbol{I} = |\boldsymbol{I}_f - \boldsymbol{I}_i| = 0; \ \Delta\pi = \pi_f \cdot \pi_i = +1.$$

Для гамов-теллеровских переходов правила отбора имеют вид: $\Delta \boldsymbol{I} = 1$, $\Delta\pi = +1$.

Разрешённые переходы подразделяются на **сверхразрешённые** и **затруднённые**. К первым относятся переходы между ядерными состояниями, имеющими сходные волновые ф-ции, вследствие чего интегралы их перекрытия велики $\left(\int 1 \sim 1,\ \int \sigma \sim 1\right)$, а величины $fT_{1/2}$ принимают миним. значения. К сверхразрешённым переходам относятся, в частности, переходы между состояниями, принадлежащими одному и тому же изомультиплету (т. е. между *аналоговыми состояниями* ядер). Для сверхразрешённых $\beta^{\mp}$-переходов $\int 1$ может быть вычислен точно, т. к. $\sum_{i=1}^{A} \tau_{\pm}^{i} = T_{\pm}$, где T — изотопич. спин нач. ядра. При этом $\int 1 = [(T \mp T_3)(T \pm T_3 + 1)]^{1/2}$, где T_3 — проекция изоспина для нач. ядра, численно равная $^1/_2\,(Z-N)$ (предполагается, что β-переход происходит между чистыми изоспиновыми состояниями; учёт мезонных обменных токов не меняет этого результата, что обусловлено сохранением изоспина). В случае сверхразрешённых переходов $0^+ \longrightarrow 0^+$ между соседними членами изомультиплета $\int \sigma = 0$ и, при $T=1$, $\int 1 = \sqrt{2}$. Для таких сверхразрешённых переходов величины $fT_{1/2}$ должны быть одинаковыми, что хорошо согласуется с эксперим. данными (табл. 1). Соотношение (11) позволило определить величину G_β по измеренным значениям $fT_{1/2}$ для $0^+ \longrightarrow 0^+$ переходов (с учётом эл.-магн. радиац. поправок): $G_\beta = (1{,}4057 \pm 0{,}0016 \pm \pm 0{,}0070)\cdot 10^{-49}$ эрг·см³.

Табл. 1. — Характеристики некоторых сверхразрешённых β-переходов

Переход	$I_i^{\pi_i} \longrightarrow I_f^{\pi_f}$	$T_{1/2}$	$\mathcal{E}_0$, кэВ	$fT_{1/2}$, с
$n \longrightarrow p$	$^1/_2{}^+ \longrightarrow {}^1/_2{}^+$	11,7±0,3 мин	782±1	1187±35
$^3H \longrightarrow {}^3He$	$^1/_2{}^+ \longrightarrow {}^1/_2{}^+$	$3{,}87\cdot 10^8$ с	18,65±0,2	1132±40
$^6He \longrightarrow {}^6Li$	$0+ \longrightarrow 1+$	0,813±0,7 с	3500±2,0	808±32
$^{17}F \longrightarrow {}^{17}O$	$^5/_2{}^+ \longrightarrow {}^5/_2{}^+$	66,0±0,5 с	1748±6	2380±40
$^{35}Cl \longrightarrow {}^{35}Ar$	$^3/_2{}^+ \longrightarrow {}^3/_2{}^+$	1,804±0,21 с	4948±30	5680±400
$^{14}O \longrightarrow {}^{14}N$	$0+ \longrightarrow 0+$	71,36±0,09 с	1012,6±1,4	3066±10
$^{34}Cl \longrightarrow {}^{34}S$	$0+ \longrightarrow 0+$	1,565±0,007 с	4460±4,5	3055±20
$^{42}Sc \longrightarrow {}^{42}Ca$	$0+ \longrightarrow 0+$	0,6830±0,0015 с	5409±2,3	3077±9
$^{46}V \longrightarrow {}^{46}Ti$	$0+ \longrightarrow 0+$	0,4259±0,0008 с	6032,1±2,2	3088±8
$^{50}Mn \longrightarrow {}^{50}Cr$	$0+ \longrightarrow 0+$	0,2857±0,0006 с	6609,0±2,6	3082±9

Гамов-теллеровские переходы $0^+ \longrightarrow 1^+$ характеризуются единств. матричным элементом $\int \boldsymbol{\sigma} \neq 0$ и могут быть использованы для получения информации о величине аксиально-векторной константы связи g_A. Наиболее точное значение $g_A = -1{,}254 \pm 0{,}007$ получено из данных по β-распаду нейтрона.

З а т р у д н ё н н ы е п е р е х о д ы отличаются от сверхразрешённых относительно слабым перекрытием волновых ф-ций начального и конечного ядерных состояний, вследствие чего матричные элементы оказываются малыми по сравнению с матричными элементами сверхразрешённых переходов. Примером затруднённых переходов могут служить переходы $0^+ \to 0^+$ между состояниями, принадлежащими разным изоспиновым мультиплетам. Такие переходы удовлетворяют правилам отбора фермиевского типа $\Delta I = 0$, $\Delta\pi = +1$ и описываются единств. матричным элементом $\int 1$. Если начальное и конечное ядерные состояния являются чистыми изоспиновыми состояниями, принадлежащими разным изомультиплетам, $\int 1 = 0$ и вероятность перехода $W = 0$. Однако кулоновское взаимодействие в ядрах нарушает изотопич. инвариантность и приводит к тому, что ядерные состояния (особенно в тяжёлых ядрах) не являются чистыми и содержат примеси состояний с др. изоспином. Вследствие этого матричные элементы таких переходов отличны от нуля, но они малы по сравнению с обычными разрешёнными матричными элементами, хотя правила отбора по спину и чётности и удовлетворены.

Запрещённые переходы — переходы, в к-рых лептонная пара уносит орбитальный момент и (или) осн. вклад в амплитуду процесса дают малые матричные элементы от операторов γ_5, α в эффективном гамильтониане H_β. Запрещённые переходы классифицируют по степени малости матричного элемента. К переходам 1-го порядка запрета относятся переходы, описываемые матричными элементами

$$\int \boldsymbol{\alpha},\ \int \boldsymbol{r},\ \int \gamma_5,\ \int [\boldsymbol{\sigma r}],\ \int (\boldsymbol{\sigma r}) \text{ и } \int B_{ij},$$

где

$$\int \boldsymbol{\alpha} = \langle f \,|\, \sum_{a=1}^{A} \boldsymbol{\alpha}^a\, \tau_{\pm}^a \,|\, i\rangle;\ \int \boldsymbol{r} = \langle f \,|\, \sum_{a=1}^{A} \boldsymbol{r}^a \tau_{\pm}^a \,|\, i\rangle \text{ и т. д.},$$

$$B_{ij} \equiv \sigma_i x_j + \sigma_j x_i - \frac{2}{3}(\boldsymbol{\sigma r})\,\delta_{ij};$$

$i, j = 1, 2, 3$; x_i — компонента вектора $\boldsymbol{r}$. Первые 2 матричных элемента обусловлены векторным током, остальные — аксиальным. Матричные элементы, содержащие величину $\boldsymbol{r}$, возникают в том случае, когда лептонная пара уносит орбитальный момент 1. Правила отбора для матричных элементов $\int \gamma_5$, $\int (\boldsymbol{\sigma r})$ имеют вид: $\Delta I = 0$, $\Delta\pi = -1$. Для $\int \boldsymbol{\alpha}$, $\int \boldsymbol{r}$ и $\int [\boldsymbol{\sigma r}]$ правила отбора: $\Delta I^{\Delta\pi} = 1^-, 0^-$ (переходы $0 \leftrightarrow 0$ запрещены).

Переходы, описываемые матричным элементом $\int B_{ij}$, наз. у н и к а л ь н ы м и п е р е х о д а м и п е р в о г о з а п р е т а. В таких переходах лептонная пара уносит полный момент 2, т. е. правила отбора имеют вид:

$\Delta I^{\Delta\pi} = 2^-, 1^-, 0^-$ (запрещены переходы $0 \to 0$, $0 \leftrightarrow 1$, $^1/_2 \to {}^1/_2$). Матричные элементы $\int \gamma_5$ и $\int \boldsymbol{\alpha}$ имеют порядок малости (v_N/c). Для матричных элементов, содержащих величину $\boldsymbol{r}$, естественно ожидать малости порядка $pR/\hbar \leqslant \mathscr{E}_0 R/\hbar c$. Однако это справедливо только для уникальных переходов. Для остальных матричных элементов в случае, когда заряд ядра Z удовлетворяет условию $\xi = (Ze^2/R\mathscr{E}_0) \gg 1$, кулоновские эффекты приводят к возрастанию волновой ф-ции электрона внутри ядра, вследствие чего эти матричные элементы имеют порядок малости $Z/137$, а не $pR/\hbar$. Условие $\xi \gg 1$ выполняется для большинства β-переходов.

С ростом порядка запрета кол-во матричных элементов, определяющих вероятность перехода, увеличивается и трудность анализа эксперим. данных возрастает; при этом сами матричные элементы убывают по порядку величины. Правила отбора при β-переходах n-го порядка запрета: $\Delta\pi = (-1)^n$, $\Delta I \leqslant n$ для обычных переходов и $\leqslant n+1$ для уникальных переходов.

С ростом n и уменьшением матричных элементов величина $fT_{1/2}$ возрастает. Хотя диапазон её изменения у́же, чем для $T_{1/2}$, он всё же очень велик; поэтому принято характеризовать β-переходы величиной $\lg fT_{1/2}$ (табл. 2).

В сочетании с правилами отбора анализ величин $fT_{1/2}$ позволяет определить неизвестные значения ядерных спинов и чётностей, т. е. является одним из важных методов *ядерной спектроскопии*. Т. к. величины $fT_{1/2}$ непосредственно связаны с матричными элементами β-переходов, то они содержат информацию о ядерной структуре.

Т а б л. 2. — **Правила отбора для β-переходов различных типов**

Тип перехода	Правила отбора	$\lg fT_{1/2}$	$\lg f_n T_{1/2}$
Разрешённые			
сверхразрешённые	$\Delta I = 0, 1$	3,5±0,2	
затруднённые . . .	$\Delta\pi = +1$	5,7±1,1	
Запрещённые			
первого запрета . .	$\Delta I = 1, 0$, $\Delta\pi = -1$	7,5±1,5	
уникальные первого запрета	$\Delta I = 2$, $\Delta\pi = -1$		8,5±0,7
второго запрета . .	$\Delta I = 2$, $\Delta\pi = +1$	12,1±1,0	
уникальные второго запрета	$\Delta I = 3$, $\Delta\pi = +1$		11,7±0,9
третьего запрета . .	$\Delta I = 3$, $\Delta\pi = -1$	18,2±0,6	
уникальные третьего запрета	$\Delta I = 4$, $\Delta\pi = -1$		15,2 (^{40}K)
четвёртого запрета	$\Delta I = 4$, $\Delta\pi = +1$	22,7 (^{115}In)	

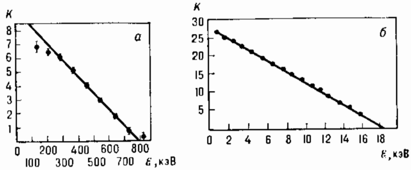
β-спектры экспериментально исследуются, как правило, с помощью *бета-спектрометров*. В случае разрешённых переходов β-спектры описываются выражением:

$$N(\mathscr{E})\,d\mathscr{E} \sim F(Z, \mathscr{E})\,p\mathscr{E}\,(\mathscr{E}_0 - \mathscr{E})^2\,d\mathscr{E}. \qquad (12)$$

Для исследования β-спектров удобно пользоваться т. н. г р а ф и к а м и К ю р и, к-рые изображают зависимость величины $K = [N(\mathscr{E})/F(Z, \mathscr{E})\,p\mathscr{E}]^{1/2}$ от $\mathscr{E}$. Для разрешённых переходов график Кюри имеет вид отрезка прямой, пересекающей ось абсцисс в точке $\mathscr{E} = \mathscr{E}_0$ (рис. 4). Отличие перехода от разрешённого приводит к нарушению линейности. Бета-спектры запрещённых переходов могут значительно отличаться от разрешённых спектров из-за наличия зависящих от энергии членов в матричном элементе. Этот эффект обычно учитывается введением в правую часть выражения (12) зависящего от энергии множителя $S(\mathscr{E})$ (т. н. с п е к т р а л ь н о г о ф о р м ф а к т о р а). Для уникальных переходов 1-го запрета (в пренебрежении кулоновскими эффектами):

$$S \sim [(\mathscr{E}^2 - m_e c)^2 + (\mathscr{E}_0 - \mathscr{E})^2]. \qquad (13)$$

Уникальные переходы n-го запрета часто характеризуют не величинами $fT_{1/2}$, а $f_n T_{1/2}$, где f_n определяется ф-лой вида (9б), в подынтегральное выражение



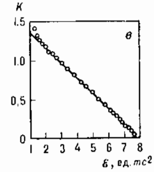


Рис. 4. Графики Кюри β-спектров нейтрона (*а*), тритин (*б*) и ^{6}He (*в*).

к-рой введён спектральный формфактор $S_n(\mathscr{E})$ (табл. 2).

Энергетич. спектры обычных (не уникальных) переходов 1-го запрета, как правило, близки к разрешённым. Матричные элементы $\int \gamma_5$ и $\int \boldsymbol{\alpha}$ практически не содержат зависимости от энергии лептонов; для матричных элементов $\int \boldsymbol{r}$, $\int (\boldsymbol{\sigma r})$ и $\int [\boldsymbol{\sigma r}]$ в случае $\xi \gg 1$ из-за кулоновских эффектов спектральный формфактор не зависит от энергии. Исключение составляют иск-рые β-переходы 1-го запрета, в к-рых главные, не зависящие от энергии члены в матричном элементе взаимно сокращаются и малые поправки, зависящие от энергии, начинают играть существ. роль. Такая ситуация реализуется, напр., в случае β-распада ^{210}Bi (RaE, рис. 5).

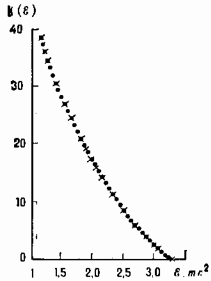


Рис. 5. График Кюри для β-распада RaE.

Во многих случаях Б.-р. происходит не в одно к.-л. состояние дочернего ядра, а в два или неск. состояний; при этом экспериментально наблюдаемый β-спектр складывается из двух или неск. парциальных спектров с разл. значениями граничных энергий. Такие β, спектры наз. сложными. Исследование β-спектров вблизи $\mathscr{E}_0$ позволяет получить информацию о m_ν. Если $m_\nu \neq 0$, то спектр разрешённых переходов должен отличаться от (12) и даётся ф-лой:

$$N(\mathscr{E})\,d\mathscr{E} \sim F(Z\mathscr{E})\,p\mathscr{E}\,(\mathscr{E}_0 - \mathscr{E})\,[(\mathscr{E}_0 - \mathscr{E})^2 - (m_\nu c^2)^2]^{1/2}, \qquad (14)$$

из к-рой следует, что форма спектра вблизи $\mathscr{E}_0$ существенно зависит от m_ν. Отличие m_ν от 0 приводит к отклонению графика Кюри в области $\mathscr{E}_0$ от линейного. Для определения m_ν необходимо сравнить график Кюри с рассчитанными при разных значениях m_ν зависимостями $K(\mathscr{E})$. Исследования β-спектра ^{3}H ($\mathscr{E}_0 = 18{,}61$ кэВ) дали $m_\nu < 35$ эВ/c^2. Результаты, получеяные при изучении β-спектра ^{3}H: 14 эВ $< m_\nu <$ 46 эВ, нуждаются в дальнейшем подтверждении.

β—ν-угловые корреляции при Б.-р. Для разрешённых переходов угловая корреляция определяется соотношением:

$$W(\vartheta_{e\nu}) = 1 + B\left(\frac{v}{c}\right)\cos\vartheta_{e\nu}.$$

Для чисто фермиевских ($0^+ \to 0^+$) или чисто гамов-теллеровских ($0^+ \to 1^+$) переходов величина B зависит только от типа взаимодействия: в случае $0^+ \to 0^+$ переходов $B = +1$ для V-варианта взаимодействия и $B = -1$ для S-взаимодействия; в случае $0^+ \leftrightarrow 1^+$ переходов $B = -^1/_3$ и $+^1/_3$ для A- и T-вариантов. В отличие от β-распада нейтрона, к-рый не является ни чисто фермиевским, ни чисто гамов-теллеровским переходом ($^1/_2{}^+ \to {}^1/_2{}^+$), Б.-р. ядер даёт возможность получить прямую информацию о типе слабого взаимодействия.

Исследования β—ν-корреляции сложны из-за невозможности регистрации нейтрино. Вместо них изучают корреляции β-частица—ядро отдачи. Обычно исследуется энергетич. спектр ядер отдачи, форма к-рого зависит от B. Напр., для ^{6}He $\to$ ^{6}Li ($0^+ \to 1^+$) эксперим. значение $B = -0{,}334 \pm 0{,}003$, что позволило сделать вывод о том, что гамов-теллеровские переходы обусловлены A-взаимодействием.

Величину B для фермиевских переходов удалось определить в переходе ^{35}Ar $\to$ ^{35}Cl ($^3/_2{}^+ \to {}^3/_2{}^+$), для к-рого гамов-теллеровский матричный элемент мал: $\int\sigma \approx 0$. Полученное значение $B = 0{,}97 \pm 0{,}14$ означает, что фермиевские переходы обусловлены V-взаимодействием. Исследования β—ν-корреляций и формы β-спектров в разрешённых переходах позволили получить ограничения на константы скалярного и тензорного взаимодействий: $C_S/C_V = -0{,}001 \pm 0{,}006$; $C_T/C_A = -0{,}0004 \pm 0{,}0003$.

Лит.: 1) Lee T. D., Yang C. N., Question of parity conservation in weak interactions, «Phys. Rev.», 1956, v. 104, p. 254; 2) Wu C. S. и др., Experimental test of parity conservation in beta decay, «Phys. Rev.», 1957, v. 105, p. 1413; 3) Fermi E., Fersuch einer Theorie der β-Strahlen, «Z. Phys.», 1934, Bd 88, S. 161; 4) Feynman R. P., Gell-Mann M., Theory of the Fermi interaction, «Phys. Rev.», 1958, v. 109, p. 193; 5) By Ц. С., Мошковский С. А., Бета-распад, пер. с англ., М., 1970; 6) Гапонов Ю. В., Полный опыт в β-распаде, «УФН», 1970, т. 102, с. 211; 7) Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 4, М., 1969; 8) Блин-Стойл Р., Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро, пер. с англ., М., 1976; 9) Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Влияние электрического поля атома на бета-распад, М.— Л., 1956.

Е. Х. Ахмедов.

БЕ́ТА-РАСПА́Д НЕЙТРО́НА — спонтанное превращение свободного нейтрона в протон, электрон и антинейтрино, вызываемое *слабым взаимодействием*: $n \to p + e^- + \tilde{\nu}$.

Период полураспада свободного нейтрона. Впервые экспериментально обнаружили Б.-р. н. и получили оценки периода его полураспада $T_{1/2}$ почти одновременно (1948—50) и независимо друг от друга А. Снелл (A. H. Snell) (Ок-Ридж, США), Г. Робсон (J. Robson) (Чок-Ривер, Канада) и П. Е. Спивак (ИАЭ). Всего выполнено >15 измерений $T_{1/2}$ нейтрона. Наиб. точные данные получены в работе К. Кристенсена (C. Christensen) с сотрудниками (1970) ($T_{1/2} = 10{,}61 \pm 0{,}16$ мин), групп Спивака (1978, $T_{1/2} = 10{,}18 \pm 0{,}10$ мин) и Г. Бирна (1980, $T_{1/2} = 10{,}82 \pm 0{,}21$ мин).

Для определения $T_{1/2}$ нейтрона производились 2 независимых абс. измерения: определялось число актов распада нейтронов в заданной области коллимированного пучка тепловых нейтронов и измерялось число нейтронов, находящихся в этой области. При этом регистрировались либо электроны (Кристенсен), либо протоны (Спивак, Бирн), диапазон энергий к-рых 0—800 эВ. В работе Спивака они регистрировались спец. низкофоновым *пропорциональным счётчиком*, на входное окошко к-рого протоны попадали, пройдя через ограничит. диафрагмы и ускорившись до энергии 25 кэВ в сферич. фокусирующем поле (рис. 1). Число нейтронов в области распада определялось по абс. активности Au, облучённого в том же месте нейтронного пучка.

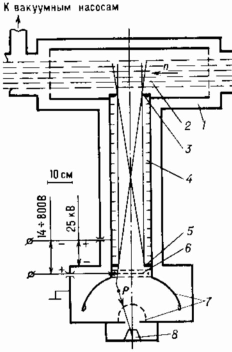


Рис. 1. Схема опыта по измерению периода полураспада свободного нейтрона: 1 — вакуумная камера; 2 — пучок нейтронов; 3, 5 — ограничительные диафрагмы; 4 — экран (экранировка внешних полей); 6 — тормозящая сетка; 7 — фокусирующие электроды; 8 — детектор протонов (пропорциональный счётчик).

Энергетич. спектр электронов был измерен в работах Робсона и Кристенсена (1972). За исключением некоторых отклонений в мягкой области энергий (порядка 250 кэВ, по-видимому, обусловленных ошибками измерений) в целом β-спектр хорошо согласуется с формулой Ферми для разрешённых β-переходов (см. *Бета-распад* ядер):

$$N(\mathscr{E}) = (\mathscr{E}_0 - \mathscr{E})^2(\mathscr{E} - 1)\sqrt{\mathscr{E}^2 - 2\mathscr{E}}. \qquad (1)$$

Здесь $\mathscr{E}$ — энергия электрона, $\mathscr{E}_0$ — граничная энергия спектра (рис. 2). Эксперимент даёт $\mathscr{E}_0 \approx 782 \pm 13$ кэВ, что находится в согласии с теоретич. значением, к-рое следует из данных о массах нейтрона, атома водорода: $\mathscr{E}_0^{\text{теор}} = 782{,}318 \pm 0{,}017$ кэВ.

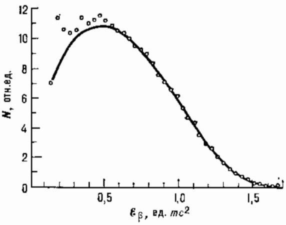


Рис. 2. Бета-спектр распада свободного нейтрона; сплошная линия — теоретическая кривая; кружки соответствуют экспериментальным значениям с учётом энергетического разрешения спектрометра.

Угловые корреляции продуктов распада. Импульсы 3 частиц, образующихся при Б.-р. н., связаны друг с другом законом сохранения, и потому с учётом спина распадающегося нейтрона теоретически возможны только 4 независимые угловые корреляции. Вероятность распада свободного нейтрона в единицу времени может быть записана в виде:

$$W(\mathscr{E}, \boldsymbol{p}_e, \boldsymbol{p}_{\tilde{\nu}}) = F(\mathscr{E})\left\{1 + a\frac{v}{c}(\boldsymbol{p}_e\boldsymbol{p}_{\tilde{\nu}}) + A\frac{v}{c}(\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{p}_e) + B(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{p}_{\tilde{\nu}}) + D\frac{v}{c}\boldsymbol{\sigma}\left[\boldsymbol{p}_e\boldsymbol{p}_{\tilde{\nu}}\right]\right\}. \qquad (2)$$

Здесь $F(\mathscr{E})$ — форма β-спектра, v — скорость электрона, $\boldsymbol{p}_e$, $\boldsymbol{p}_{\tilde{\nu}}$ — единичные векторы направлений вылета электрона и антинейтрино, a — константа связи между направлениями вылета антинейтрино и электрона; A характеризует связь между направлением вылета электрона ($\boldsymbol{p}_e$) и направлением спина распадающегося нейтрона (σ); B характеризует связь между направлением вылета антинейтрино ($\boldsymbol{p}_{\tilde{\nu}}$) и спином нейтрона ($\sigma$); D характеризует корреляцию между направлением спина $\boldsymbol{\sigma}$ и нормалью к плоскости разлёта частиц.

Корреляции ($\boldsymbol{\sigma p}_e$) и ($\boldsymbol{\sigma p}_{\tilde{\nu}}$) являются пространственно-нечётными, т. е. меняют знак при зеркальном отражении системы координат. Тройная корреляция $\sigma[\boldsymbol{p}_e \boldsymbol{p}_{\tilde{\nu}}]$ — пространственно-чётная, но является нечётной по отношению к инверсии времени (T нечётна).

Распад нейтрона и константы слабого взаимодействия. Согласно теоретич. представлениям, осн. вклад в Б.-р.н. должны давать векторные (V) и аксиально-векторные (A) взаимодействия ($V-A$-вариант) с безмассовым продольным антинейтрино или (возможно) с почти продольным антинейтрино, обладающим весьма малой (по сравнению с электроном) массой. Однако теоретически мыслима суперпозиция ещё 3 (всего 5) вариантов слабого взаимодействия 4 *фермионов* — скалярного (S), псевдоскалярного (P) и тензорного (T). Выяснение вопроса о том, какие же варианты реализуются в действительности, является гл. задачей исследования бета-распада ядер и нейтрона. Наиб. надёжным путём решения этой задачи является получение точных значений констант a, A, B, D. В случае Б.-р. н. интерпретация экспериментальных данных свободна от неопределённостей, порождённых неизвестными деталями структуры ядер.

Прецезионные исследования корреляции антинейтрино — электрон, проведённые в Австр. исследоват. центре в Зайберсдорфе (1975—78), дали значение $a=-0{,}1017\pm\pm0{,}0051$. При этом измерялся спектр протонов распада, долетевших через вакуумированный канал из активной зоны реактора. Измерение констант A и B стало возможным лишь после того, как были получены мощные пучки *поляризованных нейтронов* (до 10^9 нейтр/с). Наиб. проста схема измерения константы A. Из заданной области пучка поляризов. нейтронов регистрируются электроны, летящие в нек-ром телесном угле, при 2 направлениях поляризации нейтронов — параллельно и антипараллельно оси регистрации электронов, сравнивая скорости счёта $\overrightarrow{N}$ и $\overleftarrow{N}$ в этих условиях, получают т. н. величину асимметрии:

$$x = \frac{\overrightarrow{N} - \overleftarrow{N}}{\overrightarrow{N} + \overleftarrow{N}}\, AK\,\overline{(v/c)}\,\overline{\cos\vartheta}, \qquad (3)$$

где v/c — усреднено по регистрируемой части спектра, ϑ — угол между направлением поляризации нейтрона и импульсом регистрируемого электрона, K — коэф. поляризации нейтронного пучка.

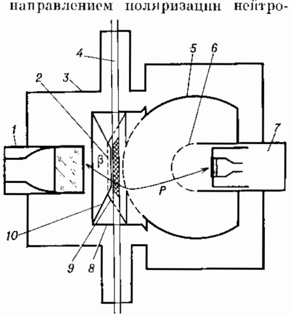


Рис. 3. Схема опыта по измерению электрон-спиновой корреляции: *1* — детектор электронов (сцинтилляционная пластмасса и ФЭУ); *2* — сетка; *3* — вакуумная камера; *4* — пучок поляризованных нейтронов; *5* — сферический электрод (+25 кВ); *6* — малая сферическая сетка; *7* — детектор протонов (CsI и ФЭУ); *8* — экран; *9* — коническая сетка (+28 кВ); *10* — диафрагма, выделяющая рабочую область нейтронного пучка.

В действительности картина усложнена наличием фона от электронов, не связанных с распадом нейтрона. Это вынуждает включать детектор электронов на совпадения с детектором протонов распада. При этом, однако, в асимметрию может внести заметный вклад угловая корреляция антинейтрино—спин, к-рая в 10 раз сильнее измеряемой. В работах ИАЭ установка конструировалась так, чтобы обеспечить собирание всех протонов, образующихся при Б.-р. н., что исключало влияние корреляции антинейтрино—спин (рис. 3). Результат этих работ: $A=-0{,}114\pm0{,}005$. Аналогичные исследования, проведённые в Аргонской лаборатории (США), дали: $A=-0{,}113\pm0{,}006$.

Для константы B получены значения: $B=1{,}01\pm0{,}05$ (США) и $B=+0{,}955\pm0{,}035$ (СССР). Корреляция $\sigma[\boldsymbol{p}_e \boldsymbol{p}_\nu]$ — объект поиска нарушения T-чётности в слабых взаимодействиях. Всего выполнено 6 измерений константы D. Наиб. точные дали: $D=+0{,}0022\pm0{,}0030$ (СССР) и $D=-0{,}0011\pm0{,}0017$ (Гренобль, Франция). Эти результаты свидетельствуют об отсутствии искомого эффекта в пределах погрешности измерений.

Полученные при исследовании распада поляризов. нейтронов значения констант A и B позволили сделать однозначный выбор в пользу $V-A$-варианта теории. Хорошим тестом является соотношение $1+A=B+a$, к-рому должны удовлетворять данные в случае чистого $V-A$-варианта. Однако имеющиеся данные пока ещё не исключают (в пределах ошибок измерений) наличия в гамильтониане слабого взаимодействия членов скалярного или тензорного типа, а лишь накладывают ограничения на константы G соответствующих слабых 4-фермионных взаимодействий: $G_S/G_V<0{,}3$ и $G_T/G_A<<0{,}15$.

Характер эксперимента	Экспериментальная группа	Год	λ
1. Измерение $T_{1/2}$	К. Кристенсен и др. (РИСО, Дания)	1972	$1{,}244\pm\pm0{,}011$
2. »	П. Е. Спивак и др. (ИАЭ, СССР)	1978	$1{,}276\pm\pm0{,}008$
3. »	Г. Бирн и др. (Франция)	1980	$1{,}230\pm\pm0{,}015$
4. Измерения константы A	Р. Доброземский и др. (Зайберсдорф, Австрия)	1978	$1{,}259\pm\pm0{,}017$
5. »	В. Крон, Дж. Ринго (Аргонн, США)	1975	$-1{,}254\pm\pm0{,}016$
6. »	Б. Г. Ерозолимский и др. (ИАЭ, СССР)	1978	$-1{,}257\pm\pm0{,}013$

В рамках $V-A$-теории данные экспериментов по Б.-р. н. дают возможность определить относит. вклады векторного и аксиально-векторного членов в гамильтониане слабых взаимодействий. Константа $\lambda=G_A/G_V$ является фундаментальной величиной. Она может быть вычислена из данных о коэф. a, A, B и значения периода полураспада нейтрона. В табл. приведены значения λ, соответствующие наиб. точным измерениям $T_{1/2}$ нейтрона и констант a и A (константа B известна с недостаточной точностью).

Отсутствие T-нечётной корреляции ($D=0$) в пределах погрешностей измерения может быть также записано в форме, отражающей свойства константы λ. Если константу λ записать в виде комплексного числа $\lambda=|\lambda|\,e^{i\vartheta}$, то чистому $V-A$-варианту соответствует фазовый угол $\vartheta=180°$. Несохранение T-чётности означало бы отклонение этого угла от 180°. Результаты приведённых выше измерений λ, полученных в ИАЭ и в Гренобле, соответствуют след. значениям угла ϑ: $\vartheta=179{,}71°\pm\pm0{,}39$; $\vartheta=180°,\ 14\pm0{,}22$.

Лит.: 1) Ву Ц. С., Мошковский С. А., Бета-распад, пер. с англ., М., 1970; 2) Александров Ю. А., Фундаментальные свойства нейтрона, 2 изд., М., 1982; 3) Ерозолимский Б. Г., Бета-распад нейтрона, «УФН», 1975, т. 116, с. 145. *Б. Г. Ерозолимский.*

БЕТА-СПЕКТРОМЕТР магнитный — прибор для измерения энергетич. спектра электронов и позитронов, в частности β-частиц, с помощью магн. поля. Принцип действия Б.-с. состоит в пространственном разделении траекторий заряж. частиц в магн. поле в зависимости от их импульсов. На заряд, движущийся в магн. поле $\boldsymbol{B}$, действует *Лоренца сила*. Составляющая $\boldsymbol{p}_\perp$ импульса $\boldsymbol{p}$ частицы, перпендикулярная $\boldsymbol{B}$, и радиус кривизны ρ её траектории связаны соотношением:

$$\boldsymbol{p}_\perp = \boldsymbol{B}\rho e/c, \qquad (1)$$

где e — заряд электрона (в $CGSE$). Из ф-лы (1) видно, что магн. полю пропорциональна не энергия электрона, а его импульс. Переход от импульса электрона к его энергии $\mathscr{E}$ производится по ф-ле: $\mathscr{E}=\sqrt{e^2B^2\rho^2+m_0^2c^4}-m_0c^2$ (m_0 масса покоя электрона).

Магн. поле, обусловливая спектральную чувствительность, обладает и фокусирующими свойствами, т. е. обеспечивает собирание частиц с одинаковыми импульсами, вылетающих из источника по разным направлениям. Электроны, вылетающие из источника, движутся в вакуумной камере, помещённой в магн. поле,

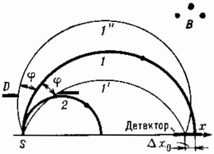
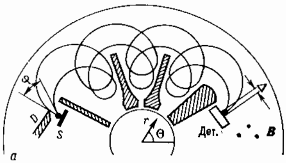


Рис. 1. Траектории электронов в поперечном однородном магнитном поле B: S — источник β-частиц; D — диафрагма.

и, пройдя через диафрагмы, регистрируются *детектором*. В бета-спектрографах магн. поле неизменно, и энергия частиц определяется по координатам x точки их регистрации в протяжённом детекторе (обычно *ядерные фотографические эмульсии*, рис. 1). В Б.-с. изменяется величина магн. поля (без нарушения его конфигурации), детектор же имеет узкую входную щель, позволяющую регистрировать частицы определ. энергии.

Основные характеристики Б.-с. Энергетич. разрешение $R=\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E}=\Delta p/p$, где величина $\Delta\mathscr{E}$ связана с тем, что электроны одной и той же энергии, вылетающие из разл. точек источника и под разными углами, несмотря на фокусирующее действие магн. поля, собираются не в точку на детекторе, а образуют протяжённое «изображение» источника. Форма распределения интенсивности «изображения» обычно близка к трапеции с основанием Δx_0. Принимают, что разрешимыми являются линии, разделённые интервалом $\Delta x_p = \Delta x_0/2$. С разрешением связана дисперсия D,



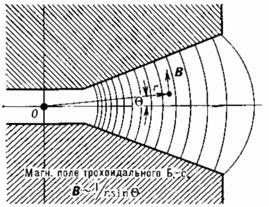


Рис. 2. a — схематическое изображение трохоидального бета-спектрометра: S—источник; *Дет* — детектор; D — диафрагмы. Трохоидальные траектории вылетевших в угол φ собираются в пятно Δ; $б$ — неоднородное магнитное поле спадает с расстоянием r по закону $B \sim 1/r \sin\theta$.

к-рая характеризует смещение dx положения электронной линии при малом изменении энергии частиц:

$$D=\frac{dx}{d(\ln\mathscr{E})}=\frac{dx}{d\mathscr{E}/\mathscr{E}}. \quad \text{Отсюда } R=\Delta x_p/D.$$

Светосилой I наз. доля электронов, вылетевших из моноэнергетич. источника, регистрируемых детектором: $I=\Omega\varepsilon/4\pi$, где Ω — телесный угол, в к-ром вылетевшие из источника электроны достигают детектора, а ε — эффективность детектора (в %). Светимость $L=\int_S I dS$, где dS — элемент площади S поверхности источника. Обычно I мало изменяется вдоль поверхности, поэтому $L=IS$. Стремление к высокому разрешению приводит к ограничениям светосилы и светимости, и наоборот. Фактором качества наз. отношение I/R или L/R.

Классификация Б.-с. Существующие Б.-с. можно разделить на 2 класса: Б.-с. с поперечным полем («плоские»), в к-рых траектории электронов лежат вблизи плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{B}$; Б.-с. с продольным полем («винтовые»), где частицы движутся по винтовым траекториям, ось к-рых параллельна $\boldsymbol{B}$.

Б.-с. с полукруглой фокусировкой. В 1912 Л. Даниш (L. Danysz) показал, что в однородном магн. поле $\boldsymbol{B}$ имеет место фокусировка моноэнергетич. электронов, вылетающих под разными углами из одной точки, в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{B}$. Траектория частицы, обладающей импульсом $\boldsymbol{p}$,— окружность в плоскости $\perp\boldsymbol{B}$ с радиусом ρ, определяющимся ф-лой (1) при $p_\perp=p$. Частицы, испущенные из точки S (рис. 1) с угловой апертурой 2φ (траектории 1, 1′, 1″), наиболее близко сходятся через ½ оборота («полукруговая» фокусировка в однородном поле). Ширина линии при точечном источнике $\Delta x_0 \approx \rho\varphi^2$ (углы φ малы), $R=\varphi^2/4$. Если учесть конечные размеры источника S, ширину детекторной щели W и угловую расходимость частиц в направлении $\boldsymbol{B}$ (угол вертикальной апертуры 2ψ), то:

$$R=\frac{1}{4\rho}\left[S+W+\rho(\varphi^2+\psi^2)\right]; \quad I=\frac{\varphi\psi\varepsilon}{\pi}. \qquad (2)$$

Т. о., в однородном магн. поле частицы, вылетавшие из источника под углами $\leqslant 2\varphi$, сходятся в пятно размером, пропорциональным φ^2. Это наз. фокусировкой в первом порядке. Достигнутое разрешение $R \sim 10^{-3}$ при $I=2{,}5\cdot10^{-4}$.

Попытки найти такую конфигурацию магн. поля, в к-ром осуществлялась бы фокусировка в более высоком порядке по φ, привели к неоднородным магн. полям. Плодотворной оказалась идея двойной фокусировки как в плоскости орбиты по углу φ, так и в направлении поля $\boldsymbol{B}$ по углу ψ [К. Зигбан (K. Siegbahn) и Н. Свартхольм (N. Svartholm), 1946], она лежит в основе наиб. совершенных Б.-с. (Б.-с. $\pi\sqrt{2}$). В нек-рых из них поле аксиально симметрично и спадает с расстоянием r, как $r^{-\alpha}$ ($\alpha\approx ½$). В приборах этого типа достигнуто $R\sim(1-2)\cdot10^{-4}$ при $\Omega/4\pi=(1{,}5-6)\cdot10^{-3}$.

Азимутальная вариация магн. поля (небольшие отклонения от осевой симметрии) позволила достичь фокусировки ещё в более высоком порядке по углам φ и ψ. В 1967 К. Бьёрквист (K. Björkwist) с сотрудниками осуществили фокусировку до 6-го порядка $R\sim1\cdot10^{-5}$ при $\Omega/2\pi=10^{-3}$. С помощью такого Б.-с. Бьёрквисту удалось в сер. 1970-х гг. исследовать верх. границу β-спектра *трития* и получить оценку массы *нейтрино* $m_\nu<60$ эВ (см. *Бета-распад*).

Трохоидальные Б.-с. Частицы в них движутся не по окружностям, а по сложным траекториям, близким к трохоидам (рис. 2). Использование трохоидальных траекторий предложено Ж. Тибо (J. Thibaud) в 1933 для разделения электронов и позитронов (дрейф трохоиды для них происходит в разные стороны). В дальнейшем Р. Бальцером (Balzer, 1964) осуществлён Б.-с., где поле изменялось с расстоянием по закону $B\sim 1/r\sin\vartheta$ (r и θ — полярные координаты точки). При движении частиц в таком поле в медианной плоскости ($\theta=\pi/2$) после одного периода трохоиды имеет место полная фокусировка по азимутальному углу. Движение частиц в направлении оси поля происходит по спиралевидным траекториям так, что осевая компонента скорости $v_z=0$ при нек-ром значении θ, т. е. частица «отражается» от нарастающего по мере приближения к полюсу поля, как в системе с «магн. пробками». В результате траектория электрона колеблется относительно медианной плоскости и имеет место двойная фокусировка в тем более высоком порядке, чем больше периодов трохоиды используется. Расчётные значения параметров Б.-с. Бальцера: $R\sim5\cdot10^{-4}$, $\Omega/4\pi\sim0{,}02$.

Секторные Б.-с. В нек-рых Б.-с. для отклонения частиц используется лишь сектор магн. поля с фокусировкой частиц вне поля. В Б.-с. Броуна, Бюхнера (C. P. Brown, W. W. Buchner) отклонение частиц осуществлялось в клиновидном зазоре между двумя наклонными друг к другу плоскими магн. полюсами. В дальнейшем для увеличения светосилы использовались магниты с неск. зазорами; в Б.-с. типа «апельсин» полюсы и зазоры располагаются «ломтями» вокруг оси, соединяющей источник с детектором. В безжелезном Б.-с. (В. В. Владимирский) с магн. полем тороидальной формы, образованным витками с током, частицы проходят через много промежутков между витками по всему тору (рис. 3). В таких Б.-с. при $\frac{\Omega}{4\pi}\sim0{,}1-0{,}15$ достигается $R\sim1-3\cdot10^{-3}$, что позволило осуществить эксперимент по оценке массы нейтрино (Е. Ф. Третьяков и др., 1981).

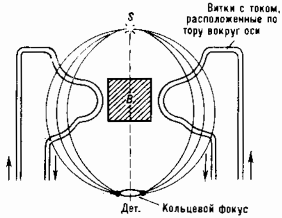


Рис. 3. Схематическое изображение тороидального бета-спектрометра.

Идея секторного отклоняющего поля привела к созданию Б.-с. аналогичного оптическому призменному спектрометру (В. М. Кельман, Б. П. Перегуд и др.).

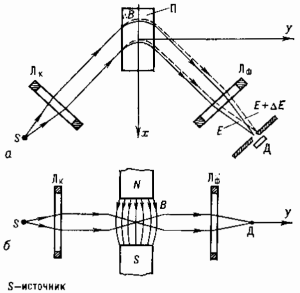


Рис. 4. Траектории электронов в призменном бета-спектрометре: a — в плоскости, перпендикулярной полю B; $б$ — в плоскости, параллельной B.

S — источник
Д — детектор
Л$_к$ и Л$_ф$ — магнитные линзы
П — магн. призма

Источник и щель детектора располагаются в фокусах магн. линз (тонких катушек с продольным магн. полем), с помощью к-рых пучок электронов от источника превращается в параллельный и собирается после отклонения в магн. призме на щели детектора (рис. 4). Б.-с. призменного типа компактны и по параметрам могут конкурировать с приборами с двойной фокусировкой.

Б.-с. с продольным полем. Среди них различают Б.-с. с длинной и короткой линзами. Предельным случаем «длинной линзы» является однородное продольное магн. поле. Траектория электронов, испущенных точечным источником S под углом θ к оси Z, по к-рой направлено поле **B**, — спираль, навитая на цилиндр радиусом $\rho=p\sin\alpha/eB$ (рис. 5). Частица снова пересекает ось z на расстоянии $Z=2\pi p\cos\alpha/eB$. Выделив с помощью кольцевой диафрагмы частицы, вылетевшие в интервале углов от α до α+Δα, ограничим этим длину «изображения» точечного источника моноэнергетич. электронов $\Delta Z=2\pi\rho\Delta\alpha$, отсюда $R=\Delta\rho/\rho=\Delta\alpha\,\mathrm{tg}\,\alpha/2$, $\Omega=\sin\alpha\Delta\alpha/2$.

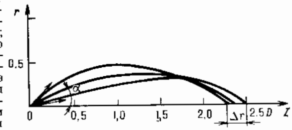


Рис. 5. Движение электронов в однородном продольном поле $B\parallel OZ$; $D=2p/eB$ — диаметр окружности, описываемой электроном, вылетевшим из точки O под углом $\alpha=\pi/2$; r — расстояние до оси Z при движении частицы по спирали.

Фокусировка может быть улучшена, если использовать промежуточный «кольцевой фокус» (рис. 5), установив там 2-ю узкую кольцевую диафрагму, а детектор расположить на оси Z так, чтобы улавливать все прошедшие через неё частицы. Тогда $R\sim(\Delta\alpha)^2$ и $1/R\sim1/\Delta\alpha$, что позволяет использовать большую светосилу при том же разрешении. Др. варианты Б.-с. с продольным полем разрабатывались с целью уменьшения сферич. аберраций и улучшения фокусировки. К. Зигбан и Х. Слэтис показали, что наилучшие условия фокусировки в протяжённом продольном поле достигаются, если поле спадает и потом снова нарастает в промежутке между источником и детектором. Подбором формы спада поля посередине можно сузить промежуточный кольцевой фокус.

Наибольшее распространение получили приборы «короткой линзой», в к-рых магн. поле образуется тонкой катушкой с током 1 (рис. 6). Действие такого поля аналогично действию тонкой оптич. линзы. Фокусное расстояние тонкой магн. линзы даётся ф-лой:

$$f=\frac{4p^2c^2}{e^2\int_{-\infty}^{+\infty}B^2dZ}\approx\frac{8}{\pi}\,\frac{p^2c^2}{e^2B^2a}\,, \qquad (3)$$

где a — полуширина распределения поля линзы. Поскольку f пропорционально p^2, то частицы с разными

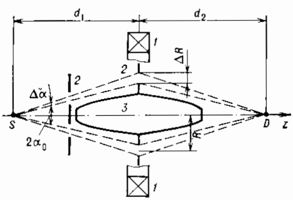


Рис. 6. Схема бета-спектрометра с короткой магнитной линзой: 1 — катушка с током; 2 — диафрагмы.

значениями импульса фокусируются на разных расстояниях от линзы. Б.-с. с тонкой магн. линзой не являются прецизионным ($R\sim1\%$), но они обладают большой светосилой (порядка неск. %).

Наиболее высокое разрешение [$R\sim(5-7)\cdot10^{-5}$] достигается в Б.-с. с неоднородным аксиально-симметрич. полем, а также в призменных спектрометрах (табл.).

Тип бета-спектрометра	$R_{\text{макс}}$	$\Omega_{\text{макс}}$ при предельном R, %
С аксиальным неоднородным полем	10^{-4}—10^{-3}	0,1—0,5
Призменные	»	0,1
С длинной линзой . . .	$5\cdot10^{-4}$—$5\cdot10^{-3}$	1—10
С короткой линзой . . .	$5\cdot10^{-3}$	

Лит.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 1, М., 1969; Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С., Основы экспериментальных методов ядерной физики, 2 изд., М., 1977; Призменные бета-спектрометры и их применение, Вильнюс, 1971; Mladjenović M., Development of magnetic β-ray spectroscopy, B., 1976; Detectors in nuclear science, «Nucl. Instr. and Meth.», 1979, v. 162, № 1—3.

Б. Г. Ерозолимский.

БЕТАТРÓН — циклический *индукционный ускоритель* электронов, в к-ром энергия частиц увеличивается за счёт вихревого электрич. поля, создаваемого изменяющимся магн. потоком, пронизывающим орбиту частиц.

В 1922 Дж. Слепян (J. Slepian) запатентовал ускоритель, использующий вихревое магн. поле. В 1928 Р. Видероэ (R. Wideröe) сформулировал условия существования равновесной орбиты, т. е. орбиты пост. радиуса (т. н. условие Видероэ, см. ниже). Однако первый действующий Б. был создан лишь в 1940 Д. Керстом (D. Kerst) на основе разработанной им (совместно с Р. Сербером (R. Serber)) теории движения электронов в Б. и тщательной отработки конструкции ускорителя.

Переменный центр. магн. поток создаёт в Б. вихревую эдс индукции, ускоряющую электроны. Удержание ускоряемых электронов на равновесной круговой орбите осуществляется ведущим (управляющим) магн. полем, надлежащим образом меняющимся во времени. Радиус r мгновенной орбиты, по к-рой обращается в момент t электрон с импульсом p в азимутально-симметричном магн. поле, равен:

$$r = \frac{pc}{eB}, \tag{1}$$

где $B(r, t)$ — магн. индукция поля, e — величина заряда электрона. Для равновесной орбиты ($r = R = \text{const}$) нужно, чтобы импульс p менялся во времени пропорционально удерживающему полю B: $\dot{p} = (eR/c)\,\dot{B}$. Т. к. скорость изменения импульса $\dot{p} = eE$ определяется напряжённостью ускоряющего электрич. поля E на орбите, равного по закону эл.-магн. индукции $E = \dot{\Phi}/2\pi Rc = (R/2c)\,\dot{B}_{\text{ср}}$ (Φ — поток магн. индукции через орбиту, $B_{\text{ср}} = \Phi/\pi r^2$ — ср. значение магн. поля внутри орбиты радиуса r), то для равновесной орбиты выполняется соотношение:

$$\dot{B}_{\text{ср}} = 2\dot{B}. \tag{2}$$

Его интегрирование даёт:

$$B_{\text{ср}}(t) = 2B(t) + \text{const}. \tag{3}$$

В частности, при синхронном изменении $B_{\text{ср}}(t)$ и $B(t)$, наиболее просто реализуемом практически, условие постоянства радиуса орбиты принимает вид:

$$B_{\text{ср}}(t) = 2B(t). \tag{4}$$

Это условие [или более точное условие (2)] наз. б е т а т р о н н ы м у с л о в и е м, условием Видероэ или «условием 2 : 1».

Частица, инжектированная в ускоритель на равновесном радиусе с импульсом, определяемым соотношением (1) (т. н. р а в н о в е с н а я ч а с т и ц а), будет в процессе ускорения непрерывно обращаться по орбите пост. радиуса. Для частицы, инжектированной с др. нач. импульсом, мгновенная орбита будет иной, однако в процессе ускорения она станет медленно приближаться к равновесной. Можно показать, что её расстояние от равновесной будет уменьшаться обратно пропорционально B.

Для устойчивости равновесной орбиты необходимо, чтобы магн. поле Б., удерживающее электроны на орбите, слегка спадало по радиусу (см. *Фокусировка частиц в ускорителе*): коэф. спадания n магн. поля по радиусу, определяемый соотношением

$$n = -\frac{r}{B}\frac{\partial B}{\partial r}, \tag{5}$$

должен находиться в пределах:

$$0 < n < 1. \tag{6}$$

В действительности, чтобы избежать резонансной раскачки частиц гармониками магн. поля и др. резонансных явлений, он должен быть зафиксирован в ещё более жёстких пределах; обычно $n \sim 0{,}6$—$0{,}7$. Требуемый спад магн. поля и его однородность по азимуту достигаются с помощью спец. профилирования магн. полюсов, формирующих управляющее магн. поле, и дополнит. компенсирующих обмоток, регулирующих азимутальную вариацию поля.

В процессе ускорения амплитуды колебаний частиц около мгновенной орбиты (т. е. б е т а т р о н н ы х к о л е б а н и й) уменьшаются обратно пропорционально $\sqrt{B}$ (т. е. для Б. обратно пропорционально $\sqrt{p}$), так что ускоряемый поток электронов сосредоточивается вблизи равновесной орбиты.

Типичная схема Б. показана на рис. 1. Электромагнит перем. тока создаёт перем. магн. поток между сердечниками *1* и управляющее магн. поле в зазоре между профилированными полюсными наконечниками *2*.

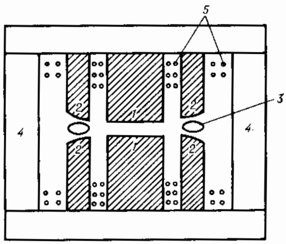


Рис. 1. Схематический разрез бетатрона: *1* — центральный сердечник; *2* — полюсные наконечники; *3* — сечение кольцевой вакуумной камеры; *4* — ярмо магнита; *5* — обмотки электромагнита.

Сердечник электромагнита выполнен из тонкого листового («трансформаторного») железа для уменьшения в нём вихревых токов. Инжектором служит электронная пушка, располагаемая вблизи вакуумной камеры *3* и периодически впускающая электроны примерно по касательной к равновесной орбите в тот момент, когда значение управляющего магн. поля соответствует импульсу инжектируемых электронов.

Магн. поле меняется периодически (рис. 2, *а*), ускорение происходит на участке ($t_{\text{н}}$, $t_{\text{к}}$) роста управляющего магн. поля. В конце цикла ускорения с помощью спец. «смещающей» обмотки нарушают соотношение (2), обеспечивающее постоянство радиуса орбиты. Пучок отклоняется от равновесной орбиты и может быть выведен из ускорит. камеры (см. *Вывод пучка*) или направлен на мишень, расположенную внутри камеры вдали от равновесной орбиты.

В большинстве Б. управляющее поле B и индуцирующий поток меняются синхронно (рис. 2, *а*). При этом магн. поле на орбите не может превышать половины макс. поля $B_{\text{макс}}$, определяемого насыщением железа. Чтобы избежать этого ограничения, в нек-рых установках применено т. н. п о д м а г н и ч и в а н и е: в соответствии с соотношением (3) в управляющее поле с помощью дополнит. обмотки вводится постоянная составляющая B_0 (рис. 2, *б*), что позволяет почти удвоить его макс. значение.

Бетатронный режим ускорения применяется также на небольших *синхротронах* для предварит. ускорения частиц до релятивистских энергий.

Благодаря простоте конструкции, дешевизне и удобству пользования Б. получили особенно широкое применение в прикладных целях в диапазоне энергий 20—50 МэВ. Используется либо непосредственно пучок ускоренных электронов, либо вызываемое им при попадании на мишень *тормозное излучение*. Преимущества

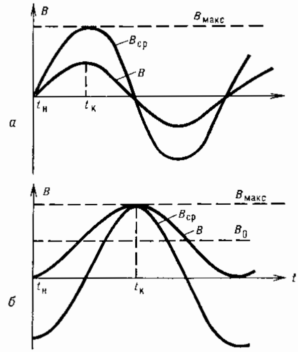


Рис. 2. Изменение магнитного поля в бетатроне без подмагничивания (*а*) и с подмагничиванием (*б*). B — управляющее магнитное поле; $B_{ср}$ — среднее поле внутри орбиты; B_0 — постоянная составляющая управляющего поля; $t_н$ и $t_к$ — начальный и конечный моменты времени цикла ускорения.

Б. перед др. источниками γ-излучения — простота обращения с ним, возможность плавной регулировки энергии, очень малые размеры источника излучения. В пром-сти Б. используются гл. обр. для радиац. дефектоскопии материалов и изделий и в скоростной рентгенографии (при исследовании быстро протекающих процессов внутри закрытых объёмов), в медицине — для радиац. терапии.

Разработаны разл. модификации Б.: двухкамерные (стереобетатроны), дающие два луча, пересекающиеся в заданном месте вне Б.; с постоянным во времени магн. полем (типа магн. поля в секторных *фазотронах* и *циклотронах*), преимуществом к-рых является существ. увеличение времени захвата в режим ускорения. Для повышения интенсивности ускоренного пучка в Б. предлагались также более эффективные методы фокусировки (жёсткая фокусировка, фокусировка продольным магн. полем, газовая фокусировка и др.).

Лит.: Керст Д. У., Бетатрон, пер. с англ., «УФН», 1944, т. 26, с. 181; Ананьев Л. М., Воробьев А. А., Горбунов В. И., Индукционный ускоритель электронов — бетатрон, М., 1961; Коломенский А. А., Физические основы методов ускорения заряженных частиц, М., 1980; Москалев В. А., Бетатроны, М., 1981. *Э. Л. Бурштейн.*

БЕТАТРО́ННОЕ УСЛО́ВИЕ (условие Видероэ) — условие постоянства радиуса равновесной орбиты в бетатроне, заключающееся в том, что скорость изменения ср. магн. поля, пронизывающего орбиту, должна быть вдвое больше скорости изменения ведущего магн. поля на орбите (см. *Бетатрон*).

БЕТАТРО́ННЫЕ КОЛЕБА́НИЯ — колебания заряж. частиц в *циклических ускорителях* относительно мгновенных или равновесных орбит. В ускорителе с плоской мгновенной орбитой различают аксиальные (вертикальные) Б. к., перпендикулярные плоскости орбиты, и радиальные Б. к.— в плоскости орбиты. Б. к. в отсутствие возмущающих сил, обусловленные только отклонениями нач. поперечных координат и скоростей частиц, наз. свободными, а колебания, обусловленные возмущающими силами,— вынужденными. См. *Фокусировка частиц в ускорителе*.

Э. Л. Бурштейн.

БЕТАТРО́ННЫЙ РЕЖИ́М УСКОРЕ́НИЯ — режим ускорения в *циклических ускорителях*, при к-ром прирост энергии частиц происходит за счёт эдс индукции, создаваемой пронизывающим орбиту переменным во времени магн. потоком (см. *Бетатрон*).

БЕ́ТА-ФУ́НКЦИЯ в квантовой теории поля — определяет поведение эффективной константы связи (или *инвариантного заряда*) $\bar{g}$ в зависимости от квадрата переданного 4-импульса Q^2. Б.-ф. стоит в правой части дифференц. ур-ния *ренормализационной группы*, к-рое в простейшей, безмассовой квантовополевой модели с одной константой связи g имеет вид:

$$\frac{\partial \bar{g}(x)}{\partial \ln x} = \beta(\bar{g}),$$

где $x = Q^2/\mu^2$, μ — параметр размерности массы, возникающий при *перенормировке* теории (используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). В этом случае Б.-ф. оказывается ф-цией лишь одного аргумента, $\beta(g)$. При учёте масс частиц Б.-ф. зависит также от соответствующих этим массам безразмерных аргументов. В ренормгрупповом формализме для моделей квантовой теории поля (КТП) с неск. константами связи $g_1, \ldots, g_k$ возникает неск. Б.-ф., по одной на каждый эффективный заряд g_i. Такие Б.-ф. зависят от нескольких зарядовых аргументов и входят в правые части системы нелинейных дифференц. ур-ний первого порядка для $g_1, \ldots, g_k$.

Знание безмассовой Б.-ф. $\beta(g)$ в принципе позволяет решить задачу определения асимптотич. ультрафиолетового (т. е. на малых расстояниях) поведения эффективного заряда и, как следствие, осн. характеристик (*Грина функций*, нек-рых матричных элементов) данной модели КТП. Однако, как правило, Б.-ф. вычисляется с помощью *перенормированной теории возмущений* в виде степенного разложения по g и поэтому известна лишь при достаточно малых значениях g. Этого оказывается достаточно для надёжного определения УФ-асимптотики лишь для случая $\beta(g) < 0$ (случай *асимптотической свободы*), когда при $Q^2 \to \infty$ инвариантный заряд стремится к нулю, как

$$\bar{g}(Q^2) \to \mathrm{const}/\ln Q^2.$$

Лит. см. при ст. *Ренормализационная группа*.

Д. В. Ширков.

БЕ́ТА-ЧАСТИ́ЦЫ (β-частицы) — электроны и позитроны, испускаемые при *бета-распаде* ядер и свободного нейтрона. Электроны испускаются при превращении внутриядерного или свободного нейтрона n в протон p: $n \to p + \tilde{\nu}_e$, позитроны — при превращении внутриядерного протона в нейтрон: $p \to n + \nu$. Здесь $\tilde{\nu}_e$ и ν_e — электронные *антинейтрино* и *нейтрино*. Спины электронов ориентированы преимущественно против направления вылета из ядра, спины позитронов — по направлению вылета.

БЕ́ТЕ — СО́ЛПИТЕРА УРАВНЕ́НИЕ — релятивистское соотношение для двухчастичной *Грина функции* $D(x_1, x_2; x_1', x_2')$ системы двух частиц (или полей):

$$D(x_1, x_2; x_1', x_2') = \overline{D}(x_1, x_2; x_1', x_2') + \int K(x_1, x_2; x_3, x_4)\, D(x_3, x_4; x_1', x_2')\, d^4x_3 d^4x_4 \qquad (*)$$

(x_1, x_2, x_1', x_2' — начальные и конечные четырёхмерные координаты частиц). Сформулировано X. А. Бете (H. A. Bethe) и Э. Э. Солпитером (E. E. Salpeter) в 1951 для описания связанных состояний системы частиц *1* и *2*, к-рым отвечают полюсы ф-ции D [в этом случае в ур-нии (*) отсутствует неоднородный член $\overline{D}$, не содержащий этих полюсов], и опирается на инвариантную теорию возмущений в форме *Фейнмана диаграмм*. Б.— С. у. связывает полную ф-цию Грина двух частиц $D(x_1, x_2; x_1', x_2')$, понимаемую как сумма всех диаграмм Фейнмана (рис. 1, левая часть), с определённой, топологически выделенной частью этой суммы $\overline{D}(x_1, x_2; x_1', x_2')$ (рис. 1, первое слагаемое правой части), представляющей собой сумму всех двухчастично неприводимых диаграмм в t-канале [в к-ром кинематич. переменная $t=(p_1+p_2)^2$, где p_1, p_2 — 4-импульсы частиц *1*, *2*], т. е. таких диаграмм, к-рые нельзя разбить на две связные части, содержащие точки x_1, x_2 и x_1', x_2', разорвав только две линии, идущие в направлении t-канала.

Ядро K Б.—С. у. явным образом выражается через сумму двухчастично неприводимых диаграмм $\overline{D}$ и ф-ции Грина свободных частиц [второе слагаемое в правой части рис. 1 отвечает интегральному члену в ур-нии (*)]. Оно строится на основе лагранжиана взаи-

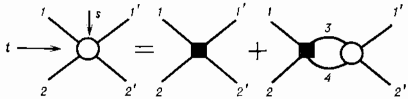


Рис. 1.

модействия частиц с полем, но само поле в ур-ние (*) явно не входит. Поскольку, кроме теории возмущений, других конструктивных методов вычисления ядра (так же, как и неоднородного члена) точного Б.—С. у. не существует, его следует рассматривать только как удобное соотношение, позволяющее неявным образом выразить всю сумму диаграмм Фейнмана через их двухчастично неприводимую часть.

Часто под Б.—С. у. понимают приближённое ур-ние (т. н. лестничное приближение), к-рое получается, если ограничиться в сумме двухчастично неприводимых диаграмм низшим порядком теории возмущений, т. е. однократным обменом квантом поля между двумя взаимодействующими частицами (рис. 2). В этом приближении Б.—С. у. обычно используется для релятивистского описания связанных состояний системы двух слабо взаимодействующих частиц (напр., *позитрония*). В нерелятивистском пределе Б.—С. у. перестаёт зависеть от двух разл. времён и переходит в ур-ние Шрёдингера с соответствующим потенциалом.

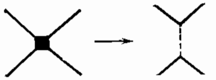


Рис. 2.

Ур-ние (*) можно понимать и как ур-ние непосредственно для амплитуды рассеяния двух частиц. В этом случае D следует считать амплитудой, а $\overline{D}$ — её неприводимой частью. Упомянутое выше соотношение между ф-циями $\overline{D}$ и K сохраняется. Учитывая *перекрёстную симметрию* амплитуды рассеяния, связывающую разл. каналы реакции (этому свойству удовлетворяют диаграммы Фейнмана во всех порядках теории возмущений), можно использовать Б.—С. у. для описания взаимодействия частиц в s-канале [в к-ром кинематич. переменная $s=(p_1-p_1')^2$; см. рис. 1], т. е. рассматривать с его помощью столкновение частицы *1* с античастицей $\tilde{1}'$ с превращением их в частицу *2* и античастицу $\tilde{2}'$. Такая трактовка Б.—С. у. положена в основу мультипериферич. модели процессов множественного рождения частиц (см. *Множественные процессы*) при высоких энергиях. В этом случае из Б.—С. у. удаётся получить аналогичное, но более простое ур-ние для мнимой части амплитуды рассеяния частиц *1* и $\tilde{1}'$ в s-канале, к-рая посредством *оптической теоремы* связана с полным сечением упомянутых процессов.

Лит.: Salpeter E. E., Bethe H. A., A relativistic equation for bound-state problems, «Phys. Rev.», 1951, v. 84, p. 1232; Швебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963, гл. 17, § 6; Дунаевский А. М., Ройзен И. И., О виковском повороте в рамках уравнения Бете — Солпитера, «Ядер. физика», 1971, т. 14, с. 855; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 2, М., 1971.

И. И. Ройзен.

БИГАРМОНИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ (от лат. bi-, в сложных словах — двойной, двоякий и греч. harmonikós — слаженный, соразмерный, гармоничный) — дифференц. ур-ние $\Delta\Delta u=0$, где Δ — *Лапласа оператор*. Решения Б. у. наз. бигармонич. функциями, к к-рым относятся, напр., *гармонические функции*. В приложениях чаще встречается двумерное Б. у.:

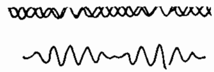
$$\frac{\partial^4 u}{\partial x^4}+2\frac{\partial^4 u}{\partial x^2\,\partial y^2}+\frac{\partial^4 u}{\partial y^4}=0.$$

Осн. краевая задача состоит в отыскании ф-ции $u(x, y)$, непрерывной вместе с первыми производными в замкнутой области S, удовлетворяющей Б. у. внутри S, а на её границе C — условиям: $u|_C=g(l)$, $[\partial u/\partial n]_C=h(l)$, где $\partial/\partial n$ — производная по нормали к C, а $g(l)$ и $h(l)$ — непрерывные ф-ции дуги l. Бигармонич. ф-цию можно представить при помощи двух аналитич. ф-ций $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ комплексного переменного $z=x+iy$: $u=\mathrm{Re}[z^*\varphi(z)+\psi(z)]$, $z^*=x-iy$. Представление u в данном случае позволяет свести осн. краевую задачу к системе краевых задач для аналитич. ф-ций. Этот метод используют в разл. плоских задачах теории упругости и гидродинамики.

Лит.: Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 3, ч. 2, 9 изд., М., 1974; Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 4 изд., М., 1973.

В. И. Алхимов.

БИЕНИЯ — периодич. изменения во времени амплитуды колебания, возникающего при сложении двух *гармонических колебаний* с близкими частотами. Б. появляются вследствие того, что величина разности фаз между двумя колебаниями с разл. частотами всё время изменяется так, что оба колебания оказываются в какой-то момент времени в фазе, через нек-рое время в противофазе, затем снова в фазе и т. д. Соответственно амплитуда результирующего колебания периодически



Биения, возникающие в результате сложения двух гармонических колебаний с одинаковыми амплитудами и близкими частотами.

достигает то максимума, равного сумме амплитуд складываемых колебаний, то минимума, равного разности этих амплитуд (рис.). Напр., Б. возникают при звучании двух камертонов с близкими частотами — звук поочерёдно усиливается и ослабевает, при сложении *нормальных колебаний* с близкими частотами в связанных линейных *осцилляторах*.

При сложении двух бегущих в одном направлении волн с близкими частотами и волновыми числами Б. возникают не только во времени, но и в пространстве. Складывая, напр., волны с равными амплитудами

$$s_1=A\cos(\omega_1 t-k_1 x) \text{ и } s_2=A\cos(\omega_2 t-k_2 x),$$

получаем результирующую волну

$$s=s_1+s_2=$$

$$=2A\cos\left[\frac{(\omega_1-\omega_2)}{2}t-\frac{(k_1-k_2)}{2}x\right]\cdot\cos\left[\frac{(\omega_1+\omega_2)}{2}t-\frac{k_1+k_2}{2}x\right]$$

с частотой $(\omega_1+\omega_2)/2$ и волновым числом $(k_1+k_2)/2$, к-рые близки к частоте и волновому числу любой из компонент. Амплитуда волны модулирована в пространстве и времени медленно меняющейся огибающей с частотой $(\omega_1-\omega_2)/2$ и волновым числом $(k_1-k_2)/2$. Частота Б. равна разности частот складываемых компонент $\Omega=\omega_1-\omega_2$.

При сложении двух волн с равными частотами и разными, но близкими по направлению волновыми векторами Б. возникают только в пространстве в результате интерференции волн (т. н. муар). Именно такую структуру имеют волны в френелевской зоне излучателей, а также волны в разл. волноводных системах.

Колебания в виде суперпозиции колебаний (или волн) с близкими частотами могут возникать в нелинейных системах. Так, если на нелинейное устройство, напр. квадратичный детектор, подать сумму двух колебаний, получим:

$$s=(A_1\cos\omega_1 t+A_2\cos\omega_2 t)^2=$$
$$=A_1^2\cos^2\omega_1 t+A_2^2\cos^2\omega_2 t+A_1A_2\cos(\omega_1+\omega_2)\,t+$$
$$+A_1A_2\cos(\omega_1-\omega_2)\,t.$$

Последнее слагаемое — колебание с разностной частотой $\Omega=\omega_1-\omega_2$ — наз. разностным тоном или тоном Б. Режимом Б. наз. также режим модуляции результирующего колебания разностной частоты, возникающий при действии на нелинейный осциллятор внеш. колебания с близкой частотой.

Измерение тона Б. лежит в основе точных измерений малых разностей двух близких частот, в частности сравнения нек-рой измеряемой частоты с эталонной.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Бишоп Р., Колебания, пер. с англ., 3 изд., М., 1986; Пейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979. *В. А. Мельникова, В. Д. Шалфеев.*

БИНАУРА́ЛЬНЫЙ ЭФФЕ́КТ (от лат. bini — пара, два и auris — ухо) — способность человека и животных определять направление на источник звука (пеленгование), связанная с наличием двух приёмников звука (ушей). Направление на источник определяется углами в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Ошибка пеленгования зависит от направления прихода звука, его спектрального состава и длительности, а также от наличия вблизи слушателя источников посторонних шумов и предметов, отражающих звук. В отсутствие мешающих отражений систематич. и случайная ошибки пеленгования в горизонтальной плоскости не превышают 1—2°, а при наличии помех ошибки могут достигать 10° и более. В вертикальной плоскости ошибки значительно больше. Короткие звуки пеленгуются точнее длительных и почти не подвержены влиянию мешающих отражений.

Механизмы Б. э. изучены неполно. На частотах менее 1,5 кГц Б. э. обусловлен интерауральной (междуушной) разностью времён прихода сигнала (разностью фаз — для тонального сигнала), на более высоких частотах — интерауральной разностью интенсивностей. Это связано с неоднозначностью разности фаз на частотах выше 1,5 кГц и малой интерауральной разностью интенсивностей из-за слабого затеняющего действия головы слушателя на частотах ниже 1,5 кГц, когда длина волны звука больше интераурального расстояния (базы).

Б. э. важен для выделения одних звуков на фоне других, отличающихся направлением (напр., звуков отд. инструментов в оркестре или речи одного человека при наличии многих говорящих). *Н. А. Дубровский.*

БИНЕ́ ФО́РМУЛА — дифференц. ур-ние траектории центра масс тела, движущегося под действием центр. силы, выраженное в полярных координатах r и φ:

$$mc^2u^2\left(\frac{d^2u}{d\varphi}+u\right)=\pm F, \qquad (*)$$

где $u=1/r$, m — масса тела, F — величина центр. силы (знак плюс соответствует притягивающей силе, знак минус — отталкивающей), c — постоянная, равная удвоенной *секторной скорости* центра масс. Назв. по имени Ж. Бине (J. Binet).

Б. ф. позволяет, если известно ур-ние траектории, т. е. $r=f(\varphi)$, определить закон силы, под действием к-рой описывается эта траектория, и, наоборот, зная силу и проинтегрировав ур-ние (*), найти траекторию центра масс. Закон движения центра масс вдоль его траектории можно затем отыскать, проинтегрировав ур-ние $c=r^2d\varphi/dt$.

Б. ф. имеет важные приложения в небесной механике, при изучении траекторий ИСЗ, эллиптич. траекторий ракет и др.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Лурье А. И., Курс теоретической механики, т. 2, 6 изд., М., 1983.

БИНОМИА́ЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ (от лат. bi-, в сложных словах — двойной, двоякий и nomen — имя) — вероятность того, что при N независимых испытаниях с двумя альтернативными исходами — «A» — с вероятностью p и «не A» — с вероятностью $q=1-p$, событие A произойдёт ровно n раз:

$$P_N(n)=C_N^n p^n(1-p)^{N-n}, \qquad (*)$$

где

$$C_N^n=\frac{N!}{n!\,(N-n)!} \text{ — биномиальный коэф.,}$$
$$0\leqslant p\leqslant 1,\quad 0\leqslant n\leqslant N.$$

Приведённая ф-ла иногда наз. ф-лой Бернулли. *Математическое ожидание* и *дисперсия* величины n равны Np и Npq соответственно. В пределе большого числа испытаний $N\to\infty$ при условии $p=\mathrm{const}$ Б. р. (*) переходит в *Гаусса распределение*, а при $N\to\infty$, $p\to 0$, $pN=\mathrm{const}$ — в *Пуассона распределение*. Б. р. описывает типичную задачу теории вероятностей и потому находит много применений. Многомерным обобщением Б. р. является *полиномиальное распределение*.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976. *Л. А. Апресян.*

БИО́ ЗАКО́Н — определяет угол φ вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света, проходящего через слой некристаллич. вещества (жидкости или раствора в неактивном растворителе), обладающего естеств. *оптической активностью*: $\varphi=[\alpha]\cdot l\cdot c$, где l — толщина слоя вещества, c — его концентрация, $[\alpha]$ — постоянная вращения (в отличие от постоянной вращения для кристаллов α, этот коэф. для растворов обозначается в скобках). Установлен Ж. Б. Био (J. B. Biot) в 1815. Б. з. выражает пропорциональность φ числу оптически активных молекул на пути светового луча. Значение $[\alpha]$ определяется природой вещества, слабо зависит от темп-ры, существенно — от длины волны λ (*дисперсия оптического вращения*). Вдали от полос поглощения в первом приближении $[\alpha]\sim\frac{1}{\lambda^2}$, вблизи полос поглощения зависимость усложняется.

БИО́ ЧИСЛО́ — одно из *подобия критериев* стационарного процесса теплообмена между нагретым или охлаждённым телом и окружающей средой. Назв. по имени Ж. Б. Био (J. B. Biot). Б. ч. характеризует соотношение между перепадом темп-ры $\delta T=T_2-T_1$, где T_1, T_2 — темп-ры в двух точках тела, находящихся на характерном расстоянии l друг от друга, и температурным напором $\Delta T=T_w-T_a$ (T_w — темп-ра поверхности тела, T_a — темп-ра окружающей среды). Б. ч. $Bi=\alpha l/\lambda$, где α — коэф. *теплоотдачи* от поверхности тела к окружающей среде (или наоборот), λ — коэф. *теплопроводности* тела. Б. ч. представляет собой отношение термич. сопротивления стенки l/λ к термич. сопротивлению передачи тепла на поверхности $1/\alpha$. Для геометрически подобных тел равенство Б. ч. определяет подобие распределений темп-ры (температурных полей): $\delta T/\Delta T=f(Bi)$. В более общем случае нестационарного, т. е. зависящего от времени, теплообмена распределение темп-ры выражается зависимостью $T/T_0=\Phi(Bi;\ Fo,\ x/l_0)$, где Fo — *Фурье число*, x — координата рассматриваемой точки тела, темп-ра в к-рой равна T, l_0 — характерный размер тела, T_0 — характерная (начальная) темп-ра в момент времени $t=0$.

В случае лучистого теплообмена вводится радиационное Б. ч., определяемое ф-лой $Bi_p=\sigma_0 T_0^3 l_0/\lambda$, где σ_0 — *Стефана—Больцмана постоянная*. *С. Л. Вишневецкий.*

БИОЛОГИ́ЧЕСКАЯ АКУ́СТИКА — учение об излучении и восприятии звука биол. объектами. При анализе излучения выявляют физ. механизмы биол. источников звука, способы формирования акустич. сигнала и поля, физ. характеристики сигналов (частотный и динамич.

диапазоны, наличие модуляций и т. п.). При анализе восприятия устанавливают пороги слышимости, частотный и динамич. диапазоны воспринимаемых сигналов, пороги восприятия модуляций и т. п. Физ. характеристики звуков у разных животных необычайно разнообразны. Так, их частоты простираются от инфразвуковых (ниже 16 Гц) у нек-рых зубатых китов до ультразвуковых (до 100 кГц и более) у летучих мышей и дельфинов. Столь же широко различаются свойства восприятия звуков. Звуки используются биол. объектами как средство общения, при ориентировании в пространстве (напр., при эхолокации) и (у высших животных) для выражения эмоций и передачи информации.

Н. А. Дубровский.

БИОЛОГИ́ЧЕСКИЕ СТРУКТУ́РЫ — то же, что *клеточные структуры.*

БИОЛОГИ́ЧЕСКИЙ КРИСТА́ЛЛ — кристалл хим. соединения биол. происхождения (обычно белков и нуклеиновых к-т). Б. к. иногда образуются в природных условиях, но б. ч. их выращивают искусственно для установления структуры составляющих их макромолекул с помощью *рентгеновского структурного анализа.* Таким методом расшифрованы структуры многих белков с мол. м. $\sim 10^3$—10^6 дальтон (1 дальтон равен массе атома Н), неск. видов молекул транспортных РНК и упорядоченных фрагментов ДНК длиной до 12 пар нуклеотидов. Кристаллизации поддаются также сложные субмикроскопич. частицы — вирусы с мол. м. св. 10^6 дальтон.

Возможность образования Б. к. определяется в основном свойствами биомолекул. Так, молекулы белка построены из полимерных цепей, закономерно свёрнутых в клубок — глобулу со строго определ. конформацией, стабилизированную различными внутримолекулярными взаимодействиями.

Б. к. характеризуется большими размерами элементарной кристаллич. ячейки (~ 10—10^2 Å). Биомолекулы содержат большое число асимметрических атомов углерода и представлены одним из возможных стереоизомеров (молекулы белков состоят только из L-аминокислот, в нуклеиновых к-тах реализуется D-конфигурация сахаров; см. *Изомерия молекул*). Поэтому соответствующие кристаллы относятся к пространственным группам симметрии без центра и плоскостей симметрии (см. *Симметрия кристаллов*).

Пространств. конформация биол. макромолекул сохраняется лишь при определ. условиях, близких к физиологическим. Обычно эти молекулы должны находиться в контакте с водным растворителем, а ионная сила раствора и концентрация водородных ионов должны быть подобраны определ. образом. В Б. к. эти условия сохраняются. Молекулы воды, примыкающие к поверхности белковой глобулы, расположены упорядоченно, а в пространстве между глобулами — разупорядочены. Температурный интервал, в к-ром могут существовать Б. к., как правило, невелик: низкотемпературный предел определяет точка замерзания растворителя, высокотемпературный предел обычно находится в области 60—70°, когда наблюдается денатурация макромолекул — разворачивание полимерных цепей и потеря ими определ. пространственной конформации. Денатурир. макромолекулы кристаллизации не поддаются.

Степень совершенства многих Б. к. относительно невысока вследствие конформац. подвижности макромолекул. На рентгенограммах Б. к. видны дифракц. максимумы, соответствующие межплоскостным расстояниям до 1,5—2 Å (дифракц. картины от Б. к. наиб. сложных макромолекул содержат дифракц. максимумы ещё меньших порядков). Конформац. подвижность распределяется по макромолекуле неравномерно, иногда часть макромолекулы имеет неупорядоченный характер (зона «расплавленной» конформации).

Многие Б. к. имеют волокнистое строение — цепи макромолекул вытянуты вдоль одного направления и вдоль этого направления характеризуются определ. внутримолекулярной периодичностью. Такое строение имеют белки, составляющие материал волос, шёлка, кожи, а также гели природных нуклеиновых к-т, н частности ДНК. Др. вид одномерной периодичности — трубчатые структуры с регулярной укладкой макромолекул вдоль цилиндрич. спирали. В биол. мембранах, окружающих клетку или внутриклеточные органеллы, наблюдается дважды периодичная в слоях структура. Хотя эти структуры и не являются истинными кристаллами, однако наличие в них одномерной или двумерной периодичности создаёт определ. возможности для изучения строения составляющих их биомолекул.

Лит.: Современная кристаллография, т. 2, М., 1979; Бланделл Т., Джонсон Л., Кристаллография белка, пер. с англ., М., 1979.

В. В. Борисов.

БИОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — *хемилюминесценция,* связанная с процессами жизнедеятельности организмов. Б. возникает при ферментативном окислении кислородом воздуха специфич. веществ — люциферинов, различных у организмов разных видов. За счёт освобождаемой при окислении хим. энергии часть молекул люциферина переходит в возбуждённое состояние, при переходе в осн. состояние они испускают интенсивное излучение — флуоресцируют. Б. наблюдается у неск. десятков видов бактерий, низших растений (грибов), у нек-рых беспозвоночных животных (от простейших до насекомых включительно), у рыб.

Лит.: Тарасов Н. И., Свечение моря, М., 1956; Биолюминесценция моря, М., 1969; Чумакова Р. И., Гительзон И. И., Светящиеся бактерии, М., 1975; Гительзон И. И., Живой свет океана, М., 1976.

БИОПОЛИМЕ́РЫ — то же, что *полимеры биологические.*

БИО́—САВА́РА ЗАКО́Н — определяет напряжённость магн. поля $\boldsymbol{H}$, создаваемого прямолинейным пост. током I. Экспериментально установлен Ж. Б. Био (J. B. Biot) и Ф. Саваром (F. Savart) в 1820. В более общей трактовке, принадлежащей П. Лапласу (P. Laplace) и потому часто называемой законом Био—Савара—Лапласа, определяет поле $d\boldsymbol{H}$ элементарного отрезка тока $Id\boldsymbol{l}$ на расстоянии $\boldsymbol{r}$ от него:

$$d\boldsymbol{H} = c^{-1}Ir^{-3}[d\boldsymbol{l}\boldsymbol{r}]. \qquad (1)$$

Здесь использована *Гаусса система единиц* (в СИ множитель $1/c$ заменяют на $1/4\pi$).

Поскольку пост. токи всегда текут по замкнутым контурам, ф-ла (1) является вспомогательной и не допускает прямой проверки на опыте, но после интегрирования она даёт правильный ответ для всей цепи. Так, поле вблизи протяжённого прямого тока (длина $l \gg r_0$, r_0 — расстояние от оси), согласно Б.—С. з., убывает обратно пропорционально r_0: $\boldsymbol{H}=2I\boldsymbol{\theta}_0/cr_0$ ($\boldsymbol{\theta}_0$ — единичный азимутальный вектор в цилиндрич. координатах r, θ, z, ось z вдоль тока); поле внутри длинного соленоида ($l \gg r_0$) с идеально плотной азимутальной намоткой равно: $\boldsymbol{H}=c^{-1}\pi nI\boldsymbol{z}_0$ (n — число витков на единицу длины); поле в центре одиночного витка с током радиуса R, лежащего в плоскости z=const, равно: $\boldsymbol{H}=2\pi I\boldsymbol{z}_0/cR$ и т. д.

В случае произвольного распределения токов с плотностью $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$ Б.—С. з. приводит к ур-нию

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H} = 4\pi\boldsymbol{j}/c, \qquad (2)$$

полученному Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell), а затем обобщённому им же на переменные поля путём добавления в правую часть (2) тока смещения.

Б.—С. з. удобен для отыскания постоянных или квазистационарных магн. полей. Он имеет аналоги и за пределами электромагнетизма, напр. этим законом описывается поле скоростей уединённой вихревой нити идеальной несжимаемой жидкости.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Бэтчелор Дж., Введение в динамику жидкости, пер. с англ., М., 1973.

М. А. Миллер, Г. М. Фрайман.

БИОФИ́ЗИКА — раздел науки, посвящённый изучению физ. и физ.-хим. явлений в биол. объектах; её задача —

исследование фундам. процессов, лежащих в основе живой природы. Как самостоят. отрасль науки Б. оформилась в 1961 (1-й междунар. биофиз. конгресс). Для изучения отд. биол. явлений физ. идеи и методы использовались значительно раньше. Многие физики начиная с эпохи Возрождения ставили и решали биол. проблемы, нек-рые физ. задачи были решены в результате попыток исследовать биол. явления.

Применение физ. идей и методов к биол. объектам требует учёта их специфики, что и определяет Б. как самостоят. отрасль науки. Специфика биол. объектов заключается в том, что в их построении участвует информация, возникшая в результате эволюции и содержащаяся в наборе генов (геноме). Эта информация проявляется в структуре биол. объектов, к-рая упорядочена, апериодична, термодинамически неравновесна и приспособлена для выполнения определ. функции. По структуре биол. объекты аналогичны искусств. конструкциям (к-рые также строятся целесообразно на основании информации, накопленной человечеством). Это свойство биол. структур имеет место на всех уровнях: макромолекулярном (белки, ферменты; см. *Полимеры биологические*), клеточном (органеллы и мембраны; см. *Клеточные структуры*) и организменном. Существуют два пути учёта биол. информации, заключённой в объекте: прямой и косвенный.

Первый путь предполагает построение структуры живого объекта (на всех его уровнях от макромолекулярного до организменного) на основе информации, заложенной в его геноме. В природе этот путь реализуется в о н т о г е н е з е , т. е. процессе развития организма из оплодотворённой яйцеклетки. При его теоретич. исследовании в Б. используют методы теории самоорганизации (см. *Синергетика*) и матем. моделирования (см. ниже).

Др. путь — эксперим. исследование структуры биол. объекта, при этом используют все известные физ. методы. Богатую информацию на макромолекулярном уровне даёт *рентгеновский структурный анализ*, на уровне мембран и клеточных органелл — *электронная микроскопия*, на более высоких уровнях — микроскопия и анатомия. Получаемая информация эквивалентна биол. информации, заложенной в объекте, иными словами, если известна сама конструкция, то нет необходимости знать информацию, на основе к-рой она была построена. Дальнейшее исследование поведения объекта проводится в Б. на основании законов физики и химии с учётом конструкции объекта. В Б. развиваются оба пути, но при решении конкретных задач второй преобладает.

Согласно принятой классификации, Б. разделяется на молекулярную Б., клеточную Б. и Б. сложных систем. Иногда выделяют в качестве самостоят. разделов биомеханику, биоэнергетику, матем. биофизику.

Молекулярная биофизика. В её задачу входит исследование физ. и физ.-хим. свойств и взаимодействий макромолекул и молекулярных комплексов, составляющих живые организмы. Сюда же относятся задачи определения структуры биол. систем на молекулярном уровне, тесно связанные с биохимией, а также процессы превращения и миграции энергии. Наиб. важны для Б. исследования молекул белков и нуклеиновых к-т.

Б е л к о в ы е   м а к р о м о л е к у л ы представляют собой линейные полимеры, состоящие из цепочки аминокислот. Полимер свёрнут в структуру (глобулярную либо фибриллярную). Биол. катализаторы (наз. ферментами или энзимами) имеют глобулярную форму. Последовательность аминокислот в каждом белке (первичная структура) задаётся генетически; укладка этой цепочки в глобуле (наз. третичной структурой) определяется первичной структурой и одинакова во всех молекулах данного белка. Третичную структуру стабилизируют водородные связи, ван-дер-ваальсовы силы, гидрофобные взаимодействия, а также солевые и дисульфидные мостики. Выделяют след. элементы белковой конструкции (наз. вторичными структурами): α-спиральные участки, β-структуры и «шарнирные» группы. Физ. свойства элементов существенно различны. Так, α-спирали представляют собой жёсткие стержни, в β-структурах первичная последовательность уложена в виде складок. «Шарнирные» участки содержат малые аминокислоты и допускают повороты жёстких участков. Кроме того, в белках имеются неспирализованные участки, характеризующиеся меньшей жёсткостью. Нек-рые белки-ферменты состоят из неск. макромолекул, составляющих т. н. четвертичную структуру.

Непосредств. участие в биохим. реакциях принимает небольшое число хим. групп фермента, расположенных в т. н. активном центре. Процесс состоит из след. этапов: 1) сорбция исходных хим. соединений на активном центре; 2) реакция внутри образовавшегося комплекса; 3) десорбция конечных соединений (продуктов) с тела фермента. Процесс регулируется веществами, наз. м е д и а т о р а м и или э ф ф е к т о р а м и. Среди них имеются и н г и б и т о р ы (тормозящие реакцию) и а к т и в а т о р ы (ускоряющие её). Активаторы, принимающие непосредств. участие в процессах в активном центре, наз. к о ф а к т о р а м и (или коферментами); возможна также активация путём воздействия на удалённые от активного центра участки фермента. Ингибиторы делятся на конкурентные (или и з о с т е р и ч е с к и е), к-рые связываются с активным центром, и неконкурентные (а л л о с т е р и ч е с к и е), воздействующие на тело фермента. Аллостерич. активация и торможение связаны с изменением конструкции фермента при взаимодействии его с эффекторами.

К о н ф о р м а ц и о н н ы е   п е р е х о д ы. Конформацией белка-фермента наз. состояние, в к-ром определена вся конструкция макромолекулы. Молекулы белка могут находиться в неск. конформациях, в к-рых топология укладки первичной последовательности и размеры α-спиралей и β-структур одинаковы, но связи между ними различны (а следовательно, различны и конструкции). Переходы между конформациями, т. н. конформац. переходы (КП), происходят при изменениях внеш. условий (темп-ры, влажности и т. п.), зарядового состояния, взаимодействия с субстратом, медиатором и т. п. Изменения характеристик (ср. размеров, плотности и т. п.) при КП невелики, но каталитич. способности меняются очень сильно.

Теория КП основана на определении свободных энергий разных конформаций и аналогична теории фазовых переходов в физике конденсир. сред. Отличия от этой теории таковы: 1) размеры макромолекулы ограничены, поэтому переход нерезок: существует область параметров, в к-рой присутствуют молекулы обеих конформаций; 2) при подсчёте свободной энергии необходимо учитывать вклад упругой энергии; 3) энтальпийный и энтропийный вклады в свободную энергию могут быть локализованы в разных частях макромолекулы; 4) относит. изменения энтальпии и энтропии (отнесённые к массе макромолекулы) при КП могут быть невелики; КП может происходить в небольшой части конструкции, что тем не менее ведёт к существ. изменению её характера.

В процессе ферментативного катализа происходит ряд КП. В Б. развиты спец. методы, позволяющие определить число стадий ферментативной реакции и кинетич. коэф. перехода между ними. Скорость всей ферментативной реакции определяется кинетич. коэф. наиболее медленной стадии. Осн. проблемой ферментативной кинетики является природа механизмов, обеспечивающих высокую эффективность и специфичность ферментов. Эффективность означает, что скорости ферментативных реакций в 10^7—10^{10} раз выше скоростей аналогичных реакций без фермента (т. н. конгруэнтных реакций, проходящих через те же промежуточные состояния, что и ферментативные). Специфичность фермента означает, что скорость катализируемой реакции меняется в 10^3—10^4 раза при небольшой хим. модификации субстрата. Вопрос о зависимости скорости ферментативной реакции от концентраций субстратов, ингибиторов и активаторов решают с помощью матем. моделирования.

Энергетика ферментативного катализа. В экзоэргич. реакциях источником энергии может служить процесс образования комплекса за счёт взаимодействия определ. атомов (или групп) субстрата с контактными группами фермента. Вводят след. энергетич. характеристики: полная энергия $E_{\text{полн}}$, равная сумме выделяющихся при образовании контактов энергий, если они взаимодействуют независимо друг от друга; свободная энергия связывания $\Delta F_{\text{св}}$; теплота связывания $Q_{\text{св}}$, к-рая представляет собой энтальпийную часть $\Delta F_{\text{св}}$. Разность $E_{\text{н}}=E_{\text{полн}}-Q_{\text{св}}$ — энергия напряжения; величина $\Delta S_{\text{св}}=(Q_{\text{св}}-\Delta F_{\text{св}})/T$ — изменение энтропии, где T — абс. темп-ра. Известно неск. схем (моделей) ферментативного катализа. В модели «ключ—замок» предполагают полную комплементарность субстрата и фермента. При этом $E_{\text{н}}=0$ и катализ имеет энтропийный характер: субстрат в комплексе принимает одну из возможных конфигураций, благоприятную для послед. реакции. Аллостерич. эффекты этой моделью не описываются. В модели «рука — перчатка» считают фермент достаточно эластичным, что обеспечивает полную комплементарность. При этом $E_{\text{н}}=0$ и катализ имеет энтропийный характер. Модель может описывать аллостерич. эффекты за счёт изменения эластичности фермента. В модели «дыбы» предполагают, что фермент абсолютно жёсткий, комплементарность неполная, благодаря чему субстрат в комплексе напряжён так, что энергия напряжения $E_{\text{н}}>0$ сосредоточена на атакуемой связи. Катализ имеет как энтропийный, так и энтальпийный характер. В модели «белок—машина» в комплексе напряжены как субстрат, так и фермент. Модель «дыбы» является частным случаем схемы «белок — машина», когда жёсткость фермента много больше жёсткости субстрата.

В эндоэргич. реакциях (таких, как синтез АТФ) важен вопрос о том, в какой момент должна быть подана энергия от стороннего источника. Иногда она необходима лишь для десорбции готового продукта из комплекса.

Нуклеиновые кислоты, дезоксирибонуклеиновая (ДНК) и рибонуклеиновая (РНК) к-ты, — линейные полимеры, состоящие из нуклеотидов четырёх типов, содержащих аденин (А), гуанин (Г), цитозин (Ц) и тимин (Т), в РНК вместо тимина используется урацил (У). Их биол. функции — хранение информации, передача её потомству, а также реализация информации, записанной в ДНК, при биосинтезе белков.

В ДНК информация записана в виде последовательности 4 нуклеотидов, в белках — в форме последовательности 20 аминокислот. Трансляция 4-буквенной записи на 20-буквенную при биосинтезе белка осуществляется на основе единого для всей биосферы триплетного кода [т. е. соответствия между триплетами нуклеотидов (кодонами) и аминокислотами].

Биосинтез белка регулируется на неск. уровнях: 1) в клеточном ядре синтез информационной РНК (иРНК) на участке ДНК, несущем информацию об определ. белке, происходит только в том случае, если нач. участок этого гена (оперон) не заблокирован белками-репрессорами. Последние синтезируются с участием спец. гена-регулятора, но блокируют оперон лишь в присутствии корепрессоров — веществ, поступающих в ядро из цитоплазмы. Они передают в ядро информацию о том, необходим ли синтез данного белка или потребность в нём отпала; 2) уже синтезированные иРНК перед выходом в цитоплазму подвергаются «редактированию», нек-рые участки из них удаляются спец. белками, а оставшиеся сшиваются. В результате этих процессов только малая часть информации, содержащейся в ДНК, одновременно используется в биосинтезе белка. При изменении условий и (или) в процессе развития организма происходит переключение биосинтеза; одни участки ДНК блокируются, а другие активируются (дерепрессируются).

Клеточная биофизика. В задачу клеточной Б. входит изучение физ.-хим. свойств клетки, функций клеточных структур, энергетики и термодинамики клеточных процессов, биоэлектрич. процессов.

Структура клетки. Схема строения клетки изображена на рис. 1, в ней представлены след. клеточные структуры: клеточная мембрана, отделяющая внутриклеточную среду (цитоплазму)

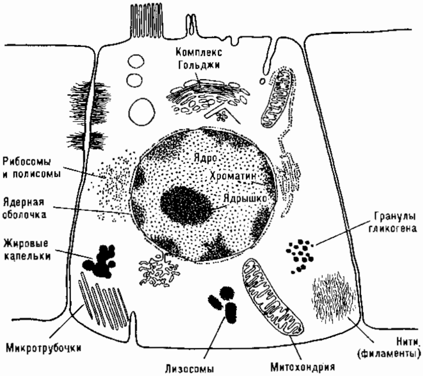


Рис. 1. Схематическое изображение строения клетки.

от внешней; ядро, окружённое ядерной мембраной; митохондрии, отделённые от цитоплазмы спец. мембраной; комплекс Гольджи, лизосомы, а также более мелкие, не ограниченные спец. мембраной структуры (рибосомы, микрофиламенты и микротрубочки).

Автономные структуры (ядро, митохондрии, рибосомы) наз. органеллами; они выполняют след. функции: в ядре — хранение и транскрипция генетич. информации; в митохондриях — синтез АТФ (см. ниже); в рибосомах — синтез белка. В фотосинтезирующих клетках растений имеются, кроме упомянутых органелл, хлоропласты, синтезирующие АТФ за счёт энергии света (см. *Фотосинтез*). В мышечных клетках существуют спец. сократит. структуры. В низших одноклеточных организмах (прокариотах) ядро отсутствует и генетич. материал распределён по плазме.

Живая клетка представляет собой термодинамически неравновесную *открытую систему*. Это проявляется в неоднородности пространственного распределения вещества, наличии электрич. полей и в хим. составе. Концентрации ионов (и др. веществ) в органеллах, в плазме клетки и во внеш. среде существенно различны, напр. отношение концентраций ионов H^+ может достигать неск. порядков. Различие обеспечивается присутствием мембран и процессами активного транспорта веществ (т. н. переноса их из области низкой концентрации в область высокой). Благодаря неравномерному распределению ионов электрич. потенциалы внеш. среды, цитоплазмы и внутр. среды органелл различны. Разности потенциалов $\Delta\varphi \sim 10$ мВ; градиенты потенциала сосредоточены на соответств. мембранах; поля в них $\sim 10^4$—10^5 В/см.

Энергетика клетки. В составе клетки имеются т. н. макроэргич. вещества, чаще всего аденозинтрифосфорная к-та (АТФ). При её гидролизе выделяется энергия и АТФ переходит в АДФ (аденозиндифосфорную к-ту). Схема реакции:

$$\text{АТФ} + H_2O \longrightarrow \text{АДФ} + H^+ + PO_3^- + \Delta F_p.$$

Величина ΔF_p колеблется от 0,3 до 0,5 эВ.

Спонтанный гидролиз АТФ протекает очень медленно; ферментативный гидролиз, напротив, достаточно быстро; соответств. ферменты наз. АТФ-азами. Благодаря этим свойствам АТФ выполняет в клетке роль энергоносителя (или универсальной энергетич. «валюты»). АТФ запасается и хранится в клетке достаточно долго. Гидролизуется АТФ в тех местах и процессах, где требуется затрата энергии (биосинтез, активный транспорт, мышечное сокращение и т. п.), т. е. на тех макромолекулах и структурах, к-рые совершают работу (они же являются АТФ-азами). Энергия гидролиза идёт на покрытие дефицита эндоэргич. реакций.

Синтез АТФ требует затраты сторонней энергии (равной ΔF_p), он происходит в след. процессах: неполное окисление глюкозы в цитоплазме; полное окисление глюкозы (до углекислоты и воды) в митохондриях (окислит. фосфорилирование); поглощение света в хлоропластах (фотосинтетич. фосфорилирование). Два последних процесса более эффективны.

Клеточная мембрана. Клетка может существовать в нескольких функционально разл. состояниях. Переход между ними регулируется процессами, происходящими, в частности, в клеточной мембране, к-рая является как бы сенсорным органом клетки, т. е. мембрана воспринимает сигналы из внеш. среды, преобразует их и передаёт внутр. органеллам.

След. физ. свойства клеточной мембраны обеспечивают её регуляторные функции: а) высокая избирательность каналов, проводящих ионы; существуют разные каналы, каждый проводит преимущественно один тип ионов (натриевые каналы, калиевые каналы и т. д.); б) каналы могут быть в активном (проводящем) состоянии и в пассивном. Переход их в активное состояние (активация) зависит от присутствия в канале ионов — как переносимых, так и сторонних (другого знака). Сила связывания ионов в канале зависит от электрич. поля (т. е. от мембранной разности потенциалов $\Delta\varphi$). Эта зависимость различна для разл. каналов. Поэтому ионный ток через мембрану является нелинейной функцией величины $\Delta\varphi$, эта ф-ция может иметь неск. экстремумов; в) в клеточной мембране возможны структурные переходы (их также наз. конформационными или фазовыми). В них принимают участие липидный слой мембраны, белковые микротрубочки и микрофиламенты на внутр. поверхности и полисахаридный слой на внеш. поверхности мембраны. Важную роль играют физ. свойства системы: механич. целостность внутр. и внеш. оболочек мембраны, их жёсткость, прочность и т. п. При переходе эти свойства резко меняются, вместе с ними изменяются вязкость, ионная проводимость и активность мембранных белков-ферментов. Структурные переходы играют важную роль в управлении делением клеток.

Нервный импульс. Описание механизма *нервного импульса* — один из самых ярких примеров использования физ. идей в биологии. В исходном состоянии внутри клетки имеется избыток ионов K^+ и недостаток ионов Na^+, при этом внутр. среда заряжена отрицательно по отношению к внешней. Мембранная разность потенциалов составляет $\Delta\varphi_0 \approx -70$ мВ (для сердечной ткани).

При внеш. воздействии, ведущем к увеличению $\Delta\varphi$ выше порогового значения, $\varphi_п \approx -50$ мВ, открываются натриевые каналы, возникает пассивный поток Na^+, что приводит к изменению знака $\Delta\varphi$. По достижении макс. значения $\Delta\varphi_{max} \approx 20$ мВ натриевые каналы инактивируются полем, поток Na^+ компенсируется потоком K^+ и потенциал $\Delta\varphi$ медленно уменьшается. В конце этой фазы (характерное время к-рой ~ 1 мс) калиевые каналы насыщаются ионами K^+, что приводит к резкому увеличению потока K^+ и быстрому падению $\Delta\varphi$ до значения $\Delta\varphi_{min} \approx -90$ мВ. Последний этап (период рефрактерности) — медленное (за время ~ 1 мс) восстановление исходного состояния за счёт активации натриевых каналов. Распространение нервного импульса связано с электрич. влиянием соседних элементов мембраны друг на друга; это автоволновой процесс (см. *Автоволны*).

Клеточный цикл содержит четыре фазы: G_1-период; S-фазу, в к-рой происходит синтез ДНК и генетич. материал удваивается; G_2-период; фазу митоза M, в к-рой происходит деление клетки. Схема цикла представлена на рис. 2. Состояние, в к-ром клетка периодически проходит упомянутые фазы, наз. пролиферацией. Кроме того, существуют состояния покоя G_{01} и G_{02}, в к-рых клетка может находиться и функционировать сколь угодно долго. Большинство клеток сложных организмов находятся в состоянии покоя; для перехода их к пролиферации необходимы внешние (по отношению к клетке) стимулы.

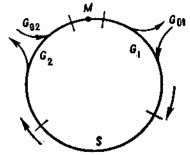


Рис. 2. Схема клеточного цикла.

Механизм стимуляции заключается в том, что воздействие вызывает структурный (фазовый) переход в клеточной мембране. Переход может быть вызван как неспецифич. воздействием на внеш. сторону мембраны (напр., механическим, электрическим и т. д.), так и специфическим (напр., гормональным). Гормоны образуют комплексы с соответств. комплементарными им рецепторами на поверхности клеточной мембраны; вязкоупругие свойства её при этом изменяются, что вызывает структурный переход. В результате структурного перехода становится иным состав цитоплазмы, в ней повышается концентрация циклической аденозинмонофосфорной к-ты, что является внутр. сигналом для перехода к пролиферации.

Такой механизм регуляции обеспечивает стандартизацию отклика (на разл. внеш. воздействия клетка отвечает одинаково) и возможность варьировать чувствительность к внеш. сигналам в широком диапазоне. Нарушение управляющего механизма (напр., механич. целостности внеш. или внутр. оболочек) может привести к тому, что клетка перестаёт нуждаться во внеш. стимулах. Такой неуправляемый режим деления характерен для злокачеств. клеток. Матем. модель регуляции клеточного цикла (как и модель нервного импульса) относится к классу релаксац. автоколебат. моделей с N-образной характеристикой (см. ниже).

Биофизика сложных систем. В задачу этого раздела входят описание эволюц. процессов, включая возникновение жизни и развитие организма (см. *Эволюция биологическая*), изучение управления биол. системами (на всех уровнях от молекулярного до экологического) и биомеханика. Управление биол. системами и их эволюция имеют много общего, они содержат одинаковые явления: *автоколебания*, автоволны, *диссипативные структуры* и др. Для их описания используют метод матем. моделирования с помощью кинетич. ур-ний. Имеются два подхода: первый основан на теории *марковских случайных процессов*; составляют линейные ур-ния для вероятности P_i застать систему в определённом i-м состоянии

$$dP_i/dt = \sum_j k_{ij} P_j;\ i,\ j = 1,\ 2,\ \ldots,\ n, \qquad (1)$$

кинетич. коэф. k_{ij} предполагаются заданными.

Второй подход основан на теории *динамических систем*; переменными являются концентрации, числа особей в экологич. системе, электрич. мембранные потенциалы и т. п. Ур-ния обычно нелинейны и имеют ту же форму, что и ур-ния хим. кинетики:

$$dx_j/dt = \mathcal{F}_j(x_1, x_2, \ldots, x_m); \; j=1, 2, \ldots, m. \quad (2)$$

Перейти от ур-ний типа (1) к ур-ниям типа (2) можно, заменяя распределения P_i первыми моментами. Так, если P_i — вероятность застать в системе объёма V определ. число n_i молекул данного вещества, то его концентрация равна: $x_i = V^{-1}\Sigma_i P_i n_i$. Ур-ния для моментов, полученные из (1), имеют форму (2), но содержат, помимо динамич. ф-ции $\mathcal{F}_j$, стохастич. добавку. Последняя мала, если распределения P_i достаточно узки (близки к δ-образным).

Первый подход используют, если множество состояний дискретно и число их невелико, напр. в кинетике ферментативных реакций. При этом P_i — вероятность застать ферментный комплекс в i-м состоянии. Вероятностный подход применяют также при описании изменений состояния клетки от момента её появления до деления (при этом P_i — вероятность застать клетку в i-й фазе) и в ряде др. задач.

Динамич. подход конструктивен, когда число состояний системы достаточно велико. Ур-ния записывают на основании данных о структуре системы, свойствах процесса и характерных временах его стадий. При этом используют методы редукции системы (т. е. сведéния её к системе с меньшим числом ур-ний и переменных), основанные на принципах временнóй иерархии и структурной организации. Временнáя иерархия означает, что характерные времена процессов разбиваются на группы так, что внутри группы они одного порядка, но сильно отличаются от времён других групп. Такая ситуация обычно реализуется в биол. процессах, поскольку при этом существенно упрощается управление процессом (в т. ч. и самоуправление). При моделировании процесса с характерным временем временнáя иерархия позволяет все переменные с бóльшими временами изменения считать пост. параметрами, а перем. процессы с меньшими временами выразить через искомые переменные.

Структурная организация означает, что система разбивается на ячейки, почти (но не полностью) изолированные друг от друга. Это позволяет поддерживать термодинамически неравновесное состояние биол. системы, а также упрощает управление ею (и самоуправление). Такая организация в первом приближении даёт возможность рассматривать процессы в каждой ячейке независимо и в след. приближении учитывать взаимодействия между ними. Задачи о движении веществ в пространстве сводятся к обмену между ячейками, к-рый описывается ур-ниями типа (2).

Математическое моделирование преследует две цели: 1) качеств. описание нетривиальных явлений, таких, как автоколебания, возникновение и исчезновение стационарных состояний и т. п. Для этой цели строят максимально упрощённые (базовые) модели. Большинство из них состоит из двух ур-ний; 2) количеств. описание конкретных процессов, качеств. поведение к-рых известно. Для этой цели строят т. н. имитац. модели; они могут содержать много ур-ний и параметров, к-рые определяют из сравнения с эксперим. данными.

Модель Лотки и Вольтерра для описания сосуществования хищников (их число N_1) и жертв (их число N_2):

$$\begin{aligned} dN_1/dt &= \varepsilon_1 N_1 N_2 - \gamma_1 N_1, \\ dN_2/dt &= \varepsilon_2 N_2 - \gamma_2 N_1 N_2, \end{aligned} \quad (3)$$

ε_1 и ε_2 — коэф. рождаемости (принято, что для рождения хищника ему необходимо съесть жертву), γ_1 и γ_2 — коэф. смертности (принято, что жертвы погибают при встрече с хищником).

Система (3) имеет периодич. решения и стационарное решение типа центра, она структурно неустойчива (см. *Устойчивость движения*) и потому не может описывать реальные процессы. При небольших модификациях (учёт зависимостей ε и γ от N_1, N_2) она становится структурно устойчивой, имеет автоколебат. решения и широко используется в экологии.

Модель Гаузе описывает взаимодействие популяций:

$$dx_i/dt = \varepsilon_i x_i - \sum\nolimits_{j=1}^{n} \gamma_{ij} x_i x_j; \; i, j=1, 2, \ldots, n, \quad (4)$$

где x_i — численность i-й популяции, n — число популяций, ε_i — коэф. размножения (разности коэф. рождения и естеств. смертности), γ_{ij} — коэф. взаимодействия, учитывающие конкуренцию за питание, взаимное уничтожение, эффект тесноты и т. п.

Модель (4) описывает как отбор «наилучшей» популяции (и исчезновение конкурентов), так и выбор одной из равноправных. Последнее имеет место, если коэф. $\varepsilon_i = \bar{\varepsilon}$ и $\gamma_{jj} = \bar{\gamma}$ одинаковы, а коэф. $\gamma_{ij} > \bar{\gamma}\,(i \neq j)$. Выбор оказывается возможным, поскольку симметричное стационарное состояние при упомянутых условиях неустойчиво. В этом процессе возникает биол. информация. Модели типа (4) используют в теории биол. эволюции (включая происхождение жизни) и в экологии. В инженерной микробиологии и теории иммунной реакции организма используют близкие к (4) модели, но при этом учитывают зависимость коэф. ε_i и γ_{ij} от времени.

В физиологии популярны модели, описывающие автоколебат. процессы. В этих процессах реакция объекта на внеш. воздействие зависит от фазы. Поэтому моделирование важно для определения оптим. момента воздействия (в т. ч. лекарственного).

В кинетике ферментативных систем используют модели, в к-рых динамич. переменными являются концентрации субстратов и продуктов. Нелинейные зависимости скоростей реакций от концентраций субстратов и медиаторов обеспечивают наличие в системе как положит., так и отрицат. обратной связи. Модели мембранных процессов строят аналогично, при этом обратные связи обеспечиваются за счёт нелинейной зависимости скорости транспорта от концентраций. Благодаря положит. обратной связи (в частности, автокатализу) стационарные состояния могут терять устойчивость (как и в теории горения), что позволяет описывать ряд нетривиальных явлений.

Релаксац. модель с N-образной характеристикой:

$$\begin{aligned} \varepsilon dx/dt &= P(x, y), \\ dy/dt &= a + bx + cy, \end{aligned} \quad (5)$$

где параметр $\varepsilon \ll 1$, а ф-ция $P(x, y)$ такова, что изоклина $y_1(x)$ (решение ур-ния $P(x, y)=0$) имеет два экстремума. Модель описывает генерацию стандартного сигнала в ответ на малое, но конечное внеш. воздействие и релаксац. автоколебания. При изменении параметров модели (5) режим «ждущего» стационарного состояния переходит в режим автоколебаний (и обратно). Модель (5) используют при описании генерации нервного импульса, возникновения биол. ритмов (т. н. биол. часов), в теории мембранной регуляции клеточного цикла и моделировании др. явлений.

Мультистационарная модель с перем. числом стационарных состояний, напр. система, описывающая переключения генетич. аппарата с одного режима работы на другой:

$$\begin{aligned} dx/dt &= A_x (1+y^n)^{-1} - \varkappa x, \\ dy/dt &= A_y (1+x^n)^{-1} - \varkappa y. \end{aligned} \quad (6)$$

В зависимости от параметров A_x, A_y и $\varkappa$ система (6) может иметь либо одно (устойчивое) стационарное состояние, либо три (два устойчивых и одно неустойчивое). В последнем случае система (6) при заданном наборе параметров способна функционировать в двух разных режимах. Переключение из одного состояния в другое возможно при изменении динамич. переменных x и y за счёт внеш. сил (силовое переключение) и за счёт временного изменения параметров с последующим возвращением их к исходным значениям (параметрич. переключение). Модель (6) используют для описания дифференциации клеток при эволюции организма и для исследования возможностей параметрич. управления онтогенезом.

Нелинейные уравнения матем. физики (т. н. диффузионно-реакционные) применяют при моделировании возникновения пространственной структурной организации (самоорганизации), а также возникновения и распространения импульсов возбуждения.

Самоорганизация (см. *Синергетика*) в пространстве описывается на основе теории диссипативных структур. Биол. примерами её являются: а) образование сложного организма из оплодотворённой яйцеклетки (т. е. процесс морфогенеза). Задача Б.— выяснить механизмы реализации генетич. информации о пространственной структуре организма и его органов в процессе развития организма (онтогенеза). В рамках теории диссипативных структур эта задача сводится к параметрич. управлению и выяснению условий, при к-рых возникает единств. структура при заданных (предопределённых генетически) параметрах; б) образование экологич. структур; предварит. информация о структуре отсутствует, она сама возникает при образовании вида. Задача Б.— проследить образование устойчивой структуры при изменении параметров, граничных и начальных условий.

Возбуждение и распространение импульсов и волн возбуждения описывается теорией автоволновых процессов. В биологии к ним относятся: распространение нервных импульсов, перистальтич. волны в кишечнике и т. п. (при этом используют теорию автоволн в одномерном пространстве); распространение волн возбуждения в сердечной мышце, в коре головного мозга, сетчатке глаза и т. п. (при этом применяют теорию автоволн в дву- и трёхмерных пространствах, к-рая помогает описать и выяснить механизм ряда патологич. явлений).

Для возникновения диссипативных структур и автоволн необходимо наличие как положит. обратной связи (автокатализ), так и отрицательной (демпфирование или ингибирование). Эти условия обеспечиваются за счёт нелинейных зависимостей скоростей ферментативных реакций от субстрата и скоростей ионного транспорта от электрич. поля.

Биомеханика состоит из 3 частей: механики макроскопич. движений организма; гидродинамики кровообращения и внеш. дыхания; механики мышечного сокращения. Биомеханика возникла раньше др. областей Б. Так, изучение механики движения и кровообращения началось задолго до появления Б. как самостоят. науч. направления. [Задача о движении жидкости по цилиндрич. трубам была поставлена и решена Ж. Л. М. Пуазёйлем (J. L. M. Poiseuille) в 1840 для описания движения крови по сосудам.]

Специфика биомеханики связана с важной ролью регуляторных процессов, обеспечивающих обратные связи. Благодаря этому механич. (или гидродинамич.) параметры (тип конструкции, вязкость жидкости, размеры сосудов, жёсткость и т. п.), к-рые в механике принимаются постоянными, в биомеханике могут зависеть от состояния системы.

Так, скелет представляет собой конструкцию со многими степенями свободы. Система мышц и программа их упорядоченных во времени сокращений накладывает ограничения, выделяющие одну степень свободы, именно ту, к-рая наиболее приспособлена для выполнения необходимой в данный момент функции. Аналогичные искусств. конструкции многоцелевого назначения уступают реализованным в живой природе. Элементы биол. макроконструкций (т. е. кости и хрящи скелета животных, стебли растений и т. д.) также обладают специфической: эти элементы механически гетерогенны и построены из анизотропных «материалов». Эта особенность обеспечивает биол. конструкциям высокую прочность при миним. затратах материала.

Биомеханика периодич. (в частности, перистальтич.) движений органов связана, в первую очередь, с деятельностью биол. насосов — сердца, лёгких и тонкого кишечника. К специфике биол. насосов можно отнести то, что их стенки состоят из мышечной ткани и способны к периодич. сокращению (что и обеспечивает перекачку). Кроме того, деятельность насосов регулируется нервными импульсами, поступающими из организма.

Биомеханика кровеносной и дыхат. систем описывает процессы газообмена (снабжение организма кислородом и удаление из него углекислоты). Специфика её в следующем: кровь по свойствам существенно отличается от ньютоновской жидкости, поэтому течение её по сосудам не описывается ур-нием Пуазёйля; при движении крови по капиллярам (микроциркуляции) эффективная вязкость и др. параметры не постоянны, а зависят от скорости оксигенации (дезоксигенации) гемоглобина и др. процессов; при движении дыхат. газов в ветвящейся бронхиально-альвеолярной системе поверхностное натяжение альвеол не остаётся постоянным, а регулируется организмом в зависимости от его потребностей.

Биомеханика мышечного сокращения включает молекулярные процессы сокращения мышечного волокна и управления ими. Мышечное волокно содержит фибриллярные (нитевидные) белки, к-рые могут скользить относительно друг друга. Структура их (см. *Клеточные структуры*) такова, что имеется одна выделенная степень свободы, вдоль к-рой и происходит скольжение. Работа совершается мышцей за счёт гидролиза АТФ. Управление сокращением мышц осуществляется нервными (или в экспериментах электрическими) импульсами, к-рые инициируют сокращение. В гладких мышцах сокращение вызывается волной возбуждения в самой мышечной ткани. Механизм её возникновения и распространения описывается теорией автоволн. В летательных мышцах насекомых периодич. сокращение происходит с частотой $\sim 10^2$ Гц и представляет собой автоколебат. процесс. При этом спец. внеш. стимула для каждого сокращения не требуется, управление осуществляется за счёт воздействия нервных импульсов на параметры автоколебаний.

Осн. перечислённым задачами Б. являются проблемы эволюции биосферы (включая возникновение жизни, см. *Эволюция биологическая*): кол-во ценной информации, возникающей на разл. этапах эволюции, и механизм её появления, происхождение генетич. кода и т. п. Эти вопросы важны и для теории др. развивающихся и самоорганизующихся систем (языки, социальные структуры и т. п.).

Исходной особенностью применения физ. идей в биологии является след. принцип: все явления, в т. ч. биологические, подчиняются осн. физ. законам. В физике накоплен опыт и развиты методы описания сложных систем, при этом часто используют предположения, упрощающие расчёты (и применительно к физ. явлениям оправданные). Так, в случае глобальной неустойчивости механич. систем оправдано предположение о молекулярном хаосе (равносильное *эргодической гипотезе*), следствием к-рого является термодинамика равновесных процессов. В физике твёрдого тела часто прибегают к методам усреднения, основанным на предположении о микрооднородности объекта. Но попытки использовать в Б. метод, оправдавший себя в физике, как правило, не ведут к успеху. Успешным в Б. является иной путь, состоящий из двух этапов: 1) анализа реальной структуры биол. объекта (она в целом неоднородна) и построения на его основе физ. модели, адекватной объекту, при этом учитывается заключённая в объекте информация и, следовательно, биол. специфика; 2) анализа модели с использованием известных положений физики (в т. ч. термодинамики, механики, гидродинамики) применительно к тем деталям модели, где последние оправданы. Этот подход характерен для Б. на всех её уровнях: от молекулярного до биосферы в целом.

Лит.: Блюменфельд Л. А., Проблемы биологической физики, 2 изд., М., 1977; Волькенштейн М. В., Молекулярная биофизика, М., 1975; его же, Общая биофизика, М., 1978; его же, Биофизика, М., 1981; Романовский Ю. М., Степанова Н. В., Чернавский Д. С., Математическое моделирование в биофизике, М., 1975; их же, Математическая биофизика, М., 1984; Иваницкий Г. Р., Кринский В. И., Сельков Е. Е., Математическая биофизика клетки, М., 1978.

Д. С. Чернавский.

БИПОЛЯРО́Н (от лат. bi-, в сложных словах — двойной, двоякий и греч. pólos — ось, полюс) — система, состоящая из двух электронов проводимости, связанных между собой благодаря сильному взаимодействию со средой. Б. представляет собой 2 связанных *полярона*. Такое связывание возможно в жидкостях, кристаллах, аморфных веществах. Если во взаимодействии со средой доминирует электрич. поляризация, то условием образования Б. является большая диэлектрич. проницаемость среды. Теоретически возможность существования Б. была обоснована на примере ионных кристаллов [1] и распространена на случай аморфных полупроводников [2], металлов и др. В Б. связываются электроны с противоположными спинами; свидетельство их существования — отсутствие парамагнетизма свободных носителей заряда. Экспериментальные доказательства существования Б. получены для ряда кристаллов окислов с переменной валентностью (напр., Ti_4O_7 [3]), в нек-рых соединениях линейных органич. молекул [4]. Пространственно-временные и энергетич. масштабы Б. иные, чем в куперовской паре. *Бозе — Эйнштейна конденсация* Б. может привести к биэкситонной сверхпроводимости, обладающей характерными особенностями.

Лит.: 1) Винецкий В. Л., О биполярных состояниях носителей тока в ионных кристаллах, «ЖЭТФ», 1961, т. 40, с. 1459; 2) Anderson P. W., Model for the electronic structure of amorphous semiconductors, «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 953; 3) Lakkis S. и др., Metall-insulator transitions in Ti_4O_7 single crystals: Crystal characterisation, specific heat and EPR, «Phys. Rev.», 1976, v. B 14, p. 1429; 4) Scott J. C. и др., ESR studies of pyrrole polymers: evidence for bipolarons, «Phys. Rev.», 1983, v. B 28, p. 2140. *В. Л. Винецкий.*

БИСПИНО́Р — дираковский спинор в представлении, где матрица γ^5 диагональна (см. *Дирака уравнение*). Б. является четырёхкомпонентным столбцом — парой двухкомпонентных столбцов:

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi^{\alpha} \\ \chi^{\beta'} \end{pmatrix},$$

где индексы α (нештрихованный) и β' (штрихованный) пробегают значения 1 и 2. По отношению к группе трёхмерных вращений φ^{α} и $\chi^{\beta'}$ являются обычными *спинорами*, преобразующимися по представлению $D^{1/2}$ со спином $1/2$. Различие между ними проявляется при преобразованиях Лоренца: спиноры φ и χ преобразуются по представлениям, к-рые комплексно сопряжены друг другу, по т. н. представлениям $D^{(1/2,\,0)}$ и $D^{(0,\,1/2)}$ группы Лоренца. В квантовой теории поля Б. удобны для единообразного описания массивных и безмассовых релятивистских частиц со спином $1/2$.

Лит.: Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Бьёркен Дж. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 1, М., 1978.

А. И. Оксак.

БИТ (бит, bit) (от англ. binary — двоичный и digit — знак, цифра) — единица кол-ва информации в двоичной системе. Кол-во информации

$$n = \log_2 N \text{ бит},$$

где N — число равновероятных событий или состояний, среди к-рых с помощью n сообщений типа «да — нет» можно выделить определ. состояние. Так, чтобы указать к.-л. клетку из 64 клеток шахматной доски, необходимо $n=6$ бит информации (верхняя или нижняя половина доски, левая или права часть её и т. д.). Последовательность из 8 Б. наз. **б а й т о м**.

БИФУРКА́ЦИЯ (позднелат. bifurcatio, от лат. bifurcus — раздвоенный) — приобретение нового качества движениями *динамической системы* при малом изменении её параметров. Б. соответствует перестройке характера движения реальной системы (физ., хим. и т. д.). Основы теории Б. заложены А. Пуанкаре (H. Poincaré) и А. М. Ляпуновым в нач. 20 в., затем эта теория была развита А. А. Андроновым и его учениками. Знание основных Б. позволяет существенно облегчить исследование конкретных физ. систем, в частности предсказать параметры новых движений, возникающих в момент перехода, оценить в пространстве параметров области их существования и устойчивости и т. д. Это относится как к *системам с сосредоточенными параметрами*, так и к *системам с распределёнными параметрами*.

Пример перестройки характера движения реальной системы — возникновение конвекции в горизонтальном слое жидкости при подогреве снизу: увеличение темп-ры ниж. поверхности $T_н$ вплоть до нек-рой разности темп-р $T_н - T_в$ не приводит к появлению макроскопич. движения жидкости (тепловой поток между нижней и

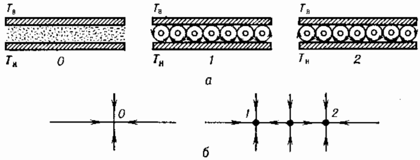


Рис. 1. Тепловая конвекция в подогреваемом снизу плоском слое жидкости: *а* — состояние 0 при $(T_н - T_в) < \Delta T_{кр}$ — жидкость покоится; состояния *1* и *2* при $T_к - T_в > \Delta T_{кр}$ зависят от начальных условий; *б* — соответствующие фазовые портреты.

верхней поверхностями обеспечивается за счёт молекулярного теплопереноса); при нек-ром же значении $T_н - T_в = T_{кр}$ возникает ячеистая конвекция (рис. 1). В матем. модели (в исходных ур-ниях гидродинамики или их конечномерных аппроксимациях) возникновению таких ячеек соответствует Б. рождения новых состояний равновесия (соответствующих ячеистой структуре).

Математически Б.— это смена топологич. структуры разбиения *фазового пространства* динамич. системы на траектории при малом изменении её параметров. Это определение опирается на понятие топологич. эквивалентности динамич. систем — две системы топологически

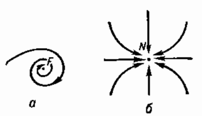


Рис. 2. Фазовые портреты системы $\ddot{x} + k\dot{x} + x = 0$ при разных k: *а* — при $k < 2$; *б* — при $k > 2$.

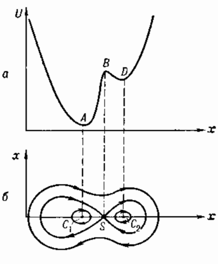


Рис. 3. *а* — схема движения шарика в потенциальной яме с «полочкой»; *б* — его фазовый портрет.

эквивалентны, т. е. имеют одинаковую структуру разбиения фазового пространства на траектории, если движения одной из них могут быть сведены к движениям другой непрерывной заменой координат и времени. Примером такой эквивалентности служат движения маятника при разных величинах коэфф. трения k: при малом трении траектории на фазовой плоскости

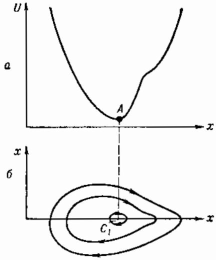


Рис. 4. *а* — схема движения шарика после бифуркации; *б* — фазовый портрет.

имеют вид скручивающихся спиралей, а при большом — парабол (рис. 2). Эти кажущиеся, на первый взгляд, различными фазовые портреты введением новой системы координат можно свести один к другому, т. е. переход от фазового портрета рис. 2, *а* к рис. 2, *б* не представляет собой Б., поскольку Б.— это переход от данной системы к топологически неэквивалентной.

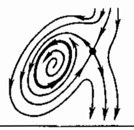
Среди разл. Б. при анализе моделей физ. систем особенно интересны т. н. л о к а л ь н ы е. Это Б., при к-рых происходит перестройка отд. движений динамич. системы. Простейшими и наиб. важными из них являются Б. состояний равновесия и периодич. движений.

Б и ф у р к а ц и и с о с т о я н и й р а в н о в е с и я. Осн. Б. состояний равновесия: 1) слияние и последующее исчезновение двух состояний равновесия. Примером может служить движение шарика в потенциальной яме с «полочкой» (рис. 3). При сглаживании полочки BD состояния равновесия седло S и центр C_2 сливаются и исчезают (рис. 4).

2) Рождение предельного цикла из состояния равновесия. Пример такой Б.— переход простейшего лампового генератора при соответствующем изменении управляющего напряжения от режима статич. колебаний к автоколебат. режиму (см. *Автоколебания*). В этом случае на фазовой плоскости $(x, \dot{x})$ из устойчивого фокуса в начале координат при коэф. затухания $\alpha \geqslant 0$ рождается *предельный цикл* (табл. 1, строка 4), амплитуда к-рого при малых α порядок $\sqrt{\alpha}$, а фокус становится неустойчивым.

3) Рождение из одного равновесного состояния трёх состояний равновесия (спонтанное нарушение симметрии). Напр., изменению движения шарика в жёлобе при появлении на дне жёлоба бугорка соответствует Б., при к-рой из вырожденного состояния равновесия типа центр (рис. 5, *а*) возникают три состояния равно-

Т а б л. 1.—**Рождение периодических движений**

Характер возникновения периодических движений (автоколебаний)	Фазовый портрет до бифуркации	В момент бифуркации	После бифуркации	Модель	Комментарии
1. Жёсткое по амплитуде и мягкое по частоте				Ур-ния для амплитуд генератора Ван дер Поля, находящегося под действием периодич. силы $\dot{a}=a\,[1-(a^2+b^2)]-\Delta\omega b-a_{\text{вн}}$ $\dot{b}=b\,[1-(a^2+b^2)]-\Delta\omega a$ ($\Delta\omega$ — расстройка частоты)	В исходных (неусреднённых) ур-ниях $\ddot{x}-\mu\,(1-x^2)\,\dot{x}+x=A\sin\theta$, $\dot{\theta}=\omega$ этой бифуркации соответствует рождение тора, что в эксперименте отвечает переходу неавтономного осциллятора из режима синхронизации в режим биений
2. » »				Ур-ние Ван дер Поля — Дюффинга $\ddot{x}=\mu\,(1-x^2)\,\dot{x}+x-x^3=0$	Для стационарных волн в неравновесных средах такой Б. соответствует переход от квазигармонич. волны к солитону и затем — кноидальной волне
3. Жёсткое и по амплитуде и по частоте				Ур-ние автогенератора с жёстким возбуждением $\ddot{x}+\mu(1-x^2+\alpha x^4)\dot{x}+x=0$	Одна из наиб. типичных бифуркаций рождения или исчезновения периодич. движений
4. Мягкое по амплитуде и жёсткое по частоте				Ур-ние Ван дер Поля $\ddot{x}-(\alpha-x^2)\,\dot{x}+x=0$	Бифуркация Андронова—Хопфа встречается в самых разл. областях физики
5. Мягкое по амплитуде и мягкое по частоте					Такая бифуркация осуществляется при варьировании двух или более параметров. Встречается в ур-ниях гидродинамики

весия — седло S и центры C_1 и C_2 (рис. 5, *б*). При этом возможно существование устойчивых несимметрич. движений в полностью симметрич. системе.

За локальными Б. можно проследить, наблюдая развитие малых возмущений в системе, к-рые описываются линеаризованными ур-ниями. В динамич. системе

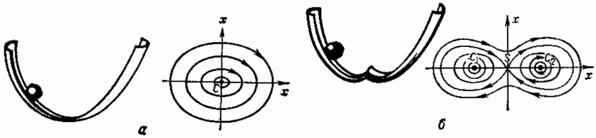


Рис. 5. Рождение из одного состояния равновесия трёх при малом изменении параметра (формы жёлоба): *а* — форма жёлоба и соответствующий фазовый портрет с одним состоянием равновесия типа центр; *б* — форма жёлоба с двумя минимумами и соответствующий фазовый портрет с тремя состояниями равновесия: седло S и два центра C_1 и C_2.

$\dot x = X(x, \mu)$ [x — вектор физ. переменных, μ — параметр, а $x(\mu)$ — состояние равновесия] малые возмущения ξ описываются ур-нием $\dot\xi = A(\mu)\xi$, где $A(\mu) \equiv \partial X[x_0(\mu), \mu]/\partial x$. Если корни λ_n характеристич. ур-ния $\det\,[A(\mu) - \lambda E] = 0$ (где E — единичная матрица) не лежат на мнимой оси комплексной плоскости (рис. 6), то в окрестности состояния равновесия при малых сдвигах параметров Б. не происходит. Она осуществляется, лишь когда при μ, равном критич. значению μ^*, один или неск. корней попадает на мнимую ось комплексной плоскости. Всем Б. исчезновения или рождения состояний равновесия соответствует прохождение одного или неск. корней через ноль. Одна из подобных возможностей представлена на рис. 7, где изображено рождение состояний равновесия типа седла S и узла N. Такая Б. встречается, напр., в задаче о конкуренции

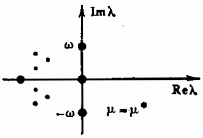


Рис. 6. Комплексная плоскость с изображением λ_n (точки).

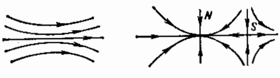


Рис. 7. Рождение двух состояний равновесия — седла S и узла N: *а* — фазовый портрет до бифуркации; *б* — фазовый портрет после бифуркации.

видов с численностями x_1, x_2, питающимися из одного источника (рис. 8). Соответствующие кинетич. ур-ния, описывающие изменения численностей,— это:

$$\dot x_{1,2} = [1 - (x_{2,1} + \rho_{1,2}\, x_{1,2})].$$

При ρ_1, $\rho_2 > 1$ в системе возможна «победа» в борьбе за существование любого из видов. При уменьшении же одного из параметров ρ_1, ρ_2 до значения, меньшего 1, при произвольных нач. условиях будет выживать лишь вполне определ. вид (рис. 8, *б*). Аналогич. ур-ниями описывается конкуренция типов колебаний (мод) в лазерах, структур разных типов, возникающих в жидкости при тепловой конвекции, и т. д.

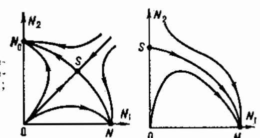


Рис. 8. Фазовые портреты кинетических уравнений: *а* — при $\rho_1 < 1$, $\rho_2 > 1$; *б* — при ρ_1, $\rho_2 > 1$.

Когда два корня характеристич. ур-ния становятся чисто мнимыми, тогда из состояния равновесия рождается или в нём умирает предельный цикл (табл. 1, строка 4). Это означает, что для всех значений параметра μ, меньших (больших) критического μ^* и достаточно близких к нему, существует периодич. решение, к-рое при $\mu \to \mu^*$ стремится к статическому $x_0(\mu)$. Устойчивость предельного цикла определяется устойчивостью состояния равновесия при $\mu = \mu^*$. Эту Б. наз. Б. *Андронова — Хопфа*.

Бифуркации рождения периодич. движения. В табл. 1 приведены основные Б. рождения (если фазовые портреты просматривать слева направо) или исчезновения (если справа налево) периодич. движений. Они разбиты на 3 группы. Если говорить об исчезновении периодич. движений, то к 1-й группе (первые 2 строки) относятся такие Б., при к-рых период периодич. движения $T \to \infty$ (или частота $\omega \to 0$) при $\mu - \mu^* \to 0$, а амплитуда колебаний около ср. значения к нулю не стремится. В автоколебат. системах примером такой Б. является возникновение модуляции при действии периодич. силы на автогенератор. Предельный цикл — образ модулир. колебаний — при этом рождается из петли сепаратрисы седло — узел при слиянии и исчезновении двух состояний равновесия: седла и узла (табл. 1, строка 1). Знание подобной Б. позволяет определить свойства нового режима, возникшего после перехода через критич. точку,— возникшая модуляция будет характеризоваться конечной амплитудой и близкой к нулю частотой модуляции.

Ко 2-й группе относится Б. исчезновения устойчивого периодич. движения в момент его слияния с неустойчивым периодич. движением (табл. 1, строка 3) — т. н. касательная Б. Такая Б. для автогенератора с жёстким возбуждением изображена на рис. 9 с помощью графика отображения Пуанкаре (см. *Динамическая система*). Рис. 9, *а* соответствует состоянию системы, в к-ром устойчивые колебания отсутствуют — предельных циклов нет. Рис. 9, *б* соответствует моменту Б.: график функциональной зависимости x_{n+1} от x_n касается биссектрисы первого квадранта — происходит рождение двух периодич. движений — устойчивого *1* и неустойчивого *2* (рис. 9, *в*).

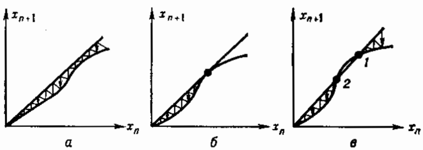
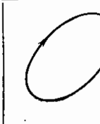
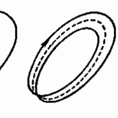
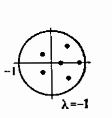
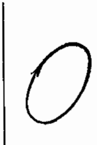
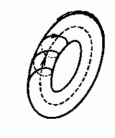
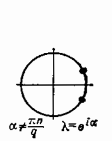
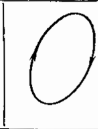
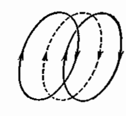
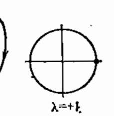


Рис. 9. График отображения Пуанкаре секущей $x=0$ для автогенератора с жёстким возбуждением: *а* — устойчивые колебания отсутствуют — предельных циклов нет; *б* — момент бифуркации — график функции касается биссектрисы; *в* — устойчивое *1* и неустойчивое *2* движения.

Б. 3-й группы встречаются, как правило, в системах, зависящих от двух и более параметров (табл. 1, строка 5).

Бифуркации смены устойчивости периодич. движений. Важной характеристикой Б. смены устойчивости периодич. движений (табл. 2) являются значения мультипликаторов в критич. момент, к-рые представляют собой коэф. усиления (затухания) малых возмущений на фоне рассматривае-

Табл. 2.—Бифуркации смены устойчивости периодических движений

	До бифуркации	После бифуркации	Мультипликаторы	Модель	Комментарии
1. Бифуркации удвоения периода				Нелинейный осциллятор, параметрически возбуждаемый периодич. силой, напр.: $\ddot{x}-h\dot{x}+(1+b\cos\theta)x+x^3=0$ $\dot{\theta}=\omega$	Бесконечная цепочка бифуркации удвоения периода — один из наиб. распространённых путей возникновения стохастич. поведения в реальных системах
2. Рождение двухчастотных колебаний				Генератор Ван дер Поля под действием внеш. силы $\ddot{x}-\mu(1-x^2)\dot{x}+x=A\sin\theta$ $\dot{\theta}=\omega$	При $\alpha=\pi n/q$ (где n, q — целые числа, а $\alpha\neq 0$; π; $2\pi/3$; $\pi/2$) рождается тор, на к-ром располагаются устойчивое и неустойчивое периодич. движения. При $\alpha=0$; π; $2\pi/3$; $\pi/2$ рождения гладкого тора не происходит и ситуация более сложна
3. Рождение пары устойчивых периодических движений				Вынужденные колебания упругой линейки под действием малой периодич. силы	Такая бифуркация характерна для нелинейных систем, для которых зависимость потенциальной энергии от переменной имеет два минимума, находящихся под действием внеш. силы

мого периодич. движения за период T (см. также *Параметрический резонанс* и *Устойчивость колебаний*). Математически мультипликаторы — это собств. значения матрицы $\exp RT$, характеризующей решение $Z(t)-C(t)\exp RT$ линеаризованной системы в окрестности исследуемого периодич. движения $x=f(t,\ \mu)$, $f(t+T,\ \mu)=f(t,\ \mu)$. Здесь R постоянная, а $C(t)$ — периодич. матрица, $C(t+T)=C(t)$. В автономной системе, описываемой ур-ниями, явно независящими от времени, один из мультипликаторов всегда равен единице, поэтому в дальнейшем говорится только об остальных. Если все остальные мультипликаторы по модулю меньше 1, то исходное периодическое движение устойчиво. Б., связанные с потерей устойчивости, происходят при значениях параметров системы, при которых один или несколько из них равны по модулю 1 (табл. 2).

В случае равенства одного из мультипликаторов —1 осуществляется т. н. Б. удвоения периода (табл. 2, строка 1). Она характеризуется тем, что в бифуркац. момент малое по модулю возмущение через период просто меняет знак, а через следующий оборот в линейном приближении происходит замыкание траектории. В результате этой Б. из исходного периодич. движения рождается устойчивое периодич. движение приблизительно удвоенного периода, а исходный режим становится неустойчивым. Появлению двухчастотных колебаний в физ. системе отвечает Б. рождения двумерного тора из периодич. траектории (табл. 2, строка 2). В системах, зависящих от двух параметров, или в системах с определ. типом симметрии встречается Б., при к-рой рождается сразу 2 устойчивых предельных цикла (табл. 2, строка 3).

Б., в результате к-рых исчезают статич. или периодич. режимы (т. е. состояния равновесия или предельные циклы), могут приводить к тому, что динамич. система переходит в режим *стохастических колебаний*. Термин «Б.» иногда используют для обозначения перестроек таких объектов, к-рые не меняются во времени; в этом случае употребляется также термин «катастрофа» (см. *Катастроф теория*).

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Теория бифуркаций динамических систем на плоскости, М., 1967; Арнольд В. И., Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1978; его же, Теория катастроф, 2 изд., М., 1983; Марсден Д., Мак-Кракен М., Бифуркация рождения цикла и её приложения, пер. с англ., М., 1980; Хакен Х., Синергетика, пер. с англ., М., 1980; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. С. Афраймович, М. И. Рабинович.

БИЭКСИТОН — связанное состояние двух *экситонов* (простейший экситонный комплекс), напр. *Френкеля экситоны* или *Ванье — Мотта экситоны*. Б., образованные из двух экситонов Френкеля, наблюдались в антиферромагнитной α-модификации кристаллического O_2 [1]. Наиб. исследованы Б. Ванье — Мотта [2]. Эти четырёхчастичные образования занимают по энергии связи промежуточное положение между молекулой H_2 и бипозитронием (см. *Позитроний*). Б. существует во всей области значений параметра $\sigma\approx m^*_э/m^*_д$ ($m^*_э$, $m^*_д$ — эффективные массы электрона и дырки). Предполагается, что $m^*_э<m^*_д$), т. е. $0<\sigma<1$. При этом его энергия связи $\mathcal{E}_Б$ монотонно возрастает от $\mathcal{E}_Б\approx 0{,}02\ \mathcal{E}_{эк}$ ($\mathcal{E}_{эк}$ — энергия связи каждого экситона Ванье — Мотта) при $\sigma=1$ (бипозитроний) до $\mathcal{E}_Б\approx 0{,}35\ \mathcal{E}_{эк}$ при $\sigma\to 0$ (молекула H_2). По-видимому, при $\sigma\sim 1$ величина $\mathcal{E}_Б$ может значительно увеличиваться за счёт взаимодействия частиц через т. н. виртуальные фононы (т. е. через деформацию решётки, вызываемую частицами, входящими в Б.), а также за счёт короткодействующего притяжения между электронами и дырками. Б. в кристаллах, в которых разрешены прямые излучательные (бесфононные) переходы в осн. состояние экситона, обнаруживаются по спектрам люминесценции, отвечающим переходам Б. → экситон; они наблюдаются также в спектрах поглощения, соответствующих обратным переходам экситон → Б. Высокая интенсивность линий, т. е. большая вероятность этих переходов, обеспечивается тем, что им отвечает *гигантская сила осциллятора*, к-рая в расчёте на один рождающийся Б. примерно равна силе осциллятора экситонного перехода в объёме кристалла порядка объёма Б. [3]. Б. имеют короткое время жизни. Др. путь обнаружения Б. состоит в наблюдении их двухфотонного рождения (см. *Многофотонные процессы*), вероятность к-рого резонансно велика из-за малости $\mathscr{E}_Б$ [4]. Такие процессы изучены на Б. в CuCl и CuBr [5].

В полупроводниках с многодолинной структурой спектра типа Si и Ge (см. *Многодолинные полупроводники*) образованию заметных концентраций Б. препятствует конкуренция с электронно-дырочными каплями (см. *Электронно-дырочная жидкость*), обладающими большей энергией связи, чем Б. В Si Б. были обнаружены только при сильной одноосной деформации, снимающей вырождение зон и вследствие этого повышающей стабильность Б. по сравнению с каплями. Т. к. эффективное парное взаимодействие между Б. в ряде случаев соответствует отталкиванию, высказано предположение о возможности их бозе-конденсации [6].

Если рассматривать термин «экситон» в широком смысле этого слова как бестоковое одноимпульсное элементарное возбуждение в кристалле, то к Б. должны быть отнесены также связанные состояния двух *магнонов* (спиновые комплексы Бете) или двух *фононов* (бифононы). Возможны также гетерокомплексы — связанные состояния двух экситонов разл. типа, напр. виброн — связанное состояние молекулярного электронного экситона и внутр. фонона (см. *Вибронные возбуждения* в молекулярных кристаллах). Механизм взаимодействия зависит от природы экситонов, образующих Б., напр. для бифононов он определяется ангармонизмом колебаний кристаллич. решётки. Бифононы наблюдались в кристаллич. параводороде [7] и ряде др. кристаллов [7]. Связанные состояния электронного экситона и магнона обнаружены в антиферромагнетиках [8].

Лит.: 1) Гайдидей Ю. Б. и др., Бимолекулярные экситонные состояния в альфа-кислороде, «Письма в ЖЭТФ», 1973, т. 18, с. 164; 2) Москаленко С. А., К теории экситона Мотта в щелочно-галоидных кристаллах, «Оптика и спектроскопия», 1958, т. 5, с. 147; 3) Гоголин А. А., Рашба Э. И., Влияние взаимодействия экситонов на экситонные спектры, «Письма в ЖЭТФ», 1973, т. 17, с. 690; 4) Hanamura E., Giant two-photon absorption due to excitonic molecules, «Solid State Communs», 1973, v. 12, p. 951; 5) Грюн Дж. Б., Хенерлаге Б., Леви Р., Биэкситоны в CuCl и родственных системах, в кн.: Экситоны, под ред. Э. И. Рашбы и М. Д. Стерджа, М., 1985; 6) Тимофеев В. Б., Свободные многочастичные электронно-дырочные комплексы в непрямозонных полупроводниках, там же; 7) Белоусов М. В., Колебательные экситоны Френкеля, там же; 8) Танабе Ю., Аойяги К., Экситоны в магнитных диэлектриках, там же.

Э. И. Рашба.

БЛАГОРО́ДНЫЕ МЕТА́ЛЛЫ — группа металлов, отличающихся низкой хим. активностью. К ним принадлежат Ag, Au, Pt, а также металлы платиновой группы: Ru, Rh, Pd, Os и Ir, относящиеся, как и Pt, к VIII группе периодич. системы элементов и сопутствующие ей в природе. Ag и Au высоко пластичны, остальные Б. м. отличаются тугоплавкостью ($t_{пл}$ ок. 1800 °C и выше). Многие Б. м. при сплавлении друг с другом образуют твёрдые растворы [напр., Au и Ag (кубич. гранецентрир. решётки), Os и Ru (гексагональные решётки), Rh, Pd, Ir и Pt (кубич. гранецентрир. решётки)].

Хорошая электропроводность, стойкость к коррозии, высокая темп-ра плавления и отражат. способность Б. м. и их сплавов определили их широкое применение. Из них изготовляют разл. контакты, сопротивления с малыми температурным коэф. и термоэдс (в паре с медью). Покрытия из Au в 0,01—0,02 мкм наносят на внеш. поверхности космич. кораблей и спутников для улучшения отражения ими эл.-магн. излучения Солнца. Из Ag изготовляют зеркала высокого качества. Чистую платину и её сплавы применяют в термометрии (термометры сопротивления, термопары). Из сплавов Os и Ir делают износоустойчивые детали приборов (напр., стрелки компасов). Из сплава Pt (90%) и Ir изготовлены эталоны метра и килограмма.

С. С. Бердоносов.

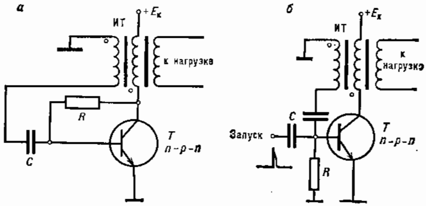
БЛАНКЕ́Т ТЕРМОЯ́ДЕРНОГО РЕА́КТОРА — одна из осн. частей *термоядерного реактора*, спец. оболочка, окружающая плазму, в к-рой происходят термоядерные реакции и к-рая служит для утилизации энергии термоядерных нейтронов.

БЛЕСК — характеристика свойства поверхности, отражающей свет. Б. обусловлен зеркальным *отражением света* от поверхности, происходящим обычно одновременно с рассеянным (диффузным) отражением. Глаз человека воспринимает зеркальное отражение на фоне диффузного, и количественная оценка Б. определяется соотношением между интенсивностями зеркально и диффузно отражённого света. Нередко Б. характеризуется качественными признаками, напр. металлический Б., алмазный, стеклянный и т. п. Строго научного определения понятия Б. и его количественной меры не существует.

БЛЕСК небесного светила — *освещённость*, создаваемая светилом на нормальной к падающим лучам плоскости в пункте наблюдения. Логарифмич. единицей измерения Б. является *звёздная величина*.

БЛИЗКОДЕ́ЙСТВИЕ — см. *Взаимодействие*.

БЛО́КИНГ-ГЕНЕРА́ТОР (англ. blocking, букв.— задерживание) — релаксац. генератор импульсов, выполненный как однокаскадный усилитель с трансформаторной обратной связью. Может работать в автоколебат. режиме (рис., *а*), генерируя кратковременные импульсы с высокой скважностью, и в ждущем режиме (рис., *б*), создавая одиночные импульсы при подаче запускающего сигнала в базовую или коллекторную цепи. Электронный прибор в Б.-г. (лампа, транзистор) потребляет энергию только во время генерации импульсов. В промежутках между импульсами происходит процесс релаксации — медленный разряд конденсатора C через резистор R до возникновения (в схеме рис., *а*) коллекторного тока, после чего наступает стадия генерации импульса. С ростом тока в коллекторной обмотке импульсного трансформатора ИТ в базовой обмотке индуцируется напряжение такой полярности, при к-рой происходит дальнейшее нарастание коллекторного тока (положительная обратная связь — ОС). Развивается лавинообразный процесс, завершающийся насыщением транзистора T,— происходит формирование фронта импульса, после чего наступает стадия формирования его вершины. Конденсатор заряжается постепенно убывающим током базы вплоть до выхода T из насыщения, что ведёт к восстановлению ОС и к формированию среза импульса, завершающемуся отсечкой коллекторного тока T и возникновением выброса обратной полярности. Вновь наступает стадия релаксации.



Схемы блокинг-генераторов: *а* — в автоколебательном режиме; *б* — в ждущем режиме.

Б.-г. имеет низкую стабильность частоты повторения импульсов. Для увеличения стабильности в базовую цепь вводят колебат. контур или разомкнутую *линию задержки*. Б.-г. хорошо синхронизуется внеш. периодич. сигналом, его можно использовать для деления частоты. В ждущем режиме Б.-г. применяют как формирователь импульсов с короткими фронтом и срезом. Запуск осуществляется подачей отпирающего импульса в базовую цепь (рис., *б*) или на дополнит. обмотку ИТ. Усилитель в Б.-г. может быть выполнен в виде *интегральной схемы*, к-рая соединяется с ИТ.

Лит.: Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1972; Ерофеев Ю. Н., Основы импульсной техники, М., 1979; Гольденберг Л. М., Импульсные устройства, М., 1981.

Б. Х. Кривицкий.

БЛО́ХА ЗАКО́Н (закон $^3/_2$) — температурная зависимость самопроизвольной *намагниченности* M для *ферромагнетиков* в области темп-р $T \ll T_C$ (T_C — *Кюри точка*), имеющая вид:

$$M(T) = M(0)\left[1 - \alpha (T/T_C)^{3/2}\right],$$

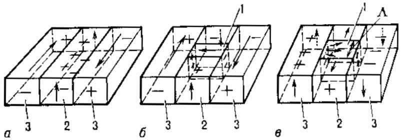
где α — постоянная, характерная для данного вещества. Теоретически получен Ф. Блохом (F. Bloch) в 1930. Уменьшение M с ростом темп-ры обусловлено нарушением идеального магн. порядка (существующего при $T=0$К) за счёт теплового движения атомов. При низких темп-рах это нарушение можно представить в виде совокупности элементарных возбуждений — *магнонов*, число к-рых растёт пропорционально $T^{3/2}$. Б. з. выполняется, если осн. вклад в изменение намагниченности вносят магноны с зависимостью энергии $\mathscr{E}$ от волнового вектора $\boldsymbol{k}$ (*дисперсии законом*) вида: $\mathscr{E}(k) \sim k^2$. Это имеет место, когда kT больше характерной энергии *магнитной анизотропии*. Б. з. выполняется для изотропных ферромагнетиков вплоть до $T \approx 0{,}5\ T_C$. Поправки к Б. з. при повышении темп-ры обусловлены возбуждением магнонов с большими значениями k, обладающих неквадратичным законом дисперсии, а также взаимодействием между магнонами.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Кринчик Г. С., Физика магнитных явлений, 2 изд., М., 1985; Bloch F., Theory of ferromagnetism, «Z. Phys.», 1930, Bd 61, H. 3—4, S. 206.

К. И. Кугель.

БЛО́ХА ЛИ́НИЯ (блоховская линия) — слой в *доменной стенке* (ДС) ферро- или ферримагнетика, в к-ром происходит изменение направления *намагниченности* $\boldsymbol{M}$ при переходе от участка стенки (субдомена) с одной полярностью к участку с др. полярностью (напр., от левовращающей блоховской стенки к правовращающей; см. *Блоха стенка*). Термин введён де Блуа и Грэмом (R. W. de Blois, C. D. Graham; 1958). Б. л. наблюдаются только в тонких *магнитных плёнках* (методы наблюдения см. в ст. *Магнитная доменная структура*). В одной ДС может быть несколько Б. л., такую ДС наз. стенкой с переменной полярностью.

В магн. плёнках с доменами, в к-рых намагниченность $\boldsymbol{M}$ ориентирована параллельно поверхности плёнки, образование Б. л. может быть выгодно энергетически. В этом случае поворот $\boldsymbol{M}$ в ДС, происходящий



Схематическое изображение блоховской линии (1) в магнитоодноосных плёнках с осью лёгкого намагничивания, параллельной (*а* и *б*) и перпендикулярной (*в*) плоскости плёнки. Стрелками показана ориентация намагниченности $\boldsymbol{M}$ в доменах (3) и срединных плоскостях блоховских стенок (2) и линий, знаками + и — обозначены магнитостатические полюсы.

по часовой стрелке или против неё, приводит к образованию на поверхности плёнки (в пределах ДС) магнитостатич. полюсов (рис., *а*). С ними связана дополнит. энергия, к-рая может быть уменьшена, если в одной части ДС вектор $\boldsymbol{M}$ поворачивается по часовой стрелке, а в другой — против неё (рис., *б*). Переходный слой между указанными участками представляет собой Б. л. Существование Б. л. может быть связано также с предысторией магн. состояния плёнки или с динамич. образованием структуры стенки. Эти причины являются основными в плёнках с доменами, в к-рых намагниченность перпендикулярна поверхности плёнки (рис., *в*), напр. в плёнках материалов с *цилиндрическими магнитными доменами* (ЦМД-плёнках). Блоховские линии наз. вертикальными (изображены на рис., *б* и *в*) или горизонтальными, если они перпендикулярны (соответственно параллельны) поверхности плёнки. Термины введены А. Малозёмовым и Дж. Слонзуским (A. P. Malozemoff, J. C. Slonczewsky; 1972). Возможны два типа энергетически эквивалентных Б. л., соответствующих двум противоположным направлениям вращения $\boldsymbol{M}$ — по часовой стрелке и против неё. Существуют также Б. л., смежные участки к-рых имеют противоположные полярности. В области перехода между этими участками возникает сингулярная блоховская точка (см. *Блоха точка*).

Б. л. обладают конечной толщиной Λ и энергией $\mathscr{E}$ (рассчитывается на единицу длины линии). Для вертикальной блоховской линии в ЦМД-плёнке $\Lambda = (A/2\pi M_s^2)^{1/2}$, $\mathscr{E} = 8AM_s(2\pi/K)^{1/2}$, где A — параметр *обменного взаимодействия*, M_s — намагниченность насыщения, K — константа одноосной *магнитной анизотропии*. С Б. л. связывают существование скоростей насыщения ДС, а также отклонение ЦМД от направления градиента магн. поля в процессе их движения.

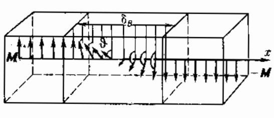
Лит.: Хуберт А., Теория доменных стенок в упорядоченных средах, пер. с нем., М., 1977; Малоземов А., Слонзуски Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, пер. с англ., М., 1982.

Б. Н. Филиппов.

БЛО́ХА СТЕ́НКА (блоховская стенка, блоховская доменная граница) в широком смысле — область (слой) внутри магнитоупорядоченного вещества (ферромагнетика, ферримагнетика или слабого ферромагнетика), разделяющая смежные *домены*. Внутри этой области происходит поворот вектора намагниченности $\boldsymbol{M}$ от его направления в одном домене к направлению в соседнем домене (см. *Магнитная доменная структура*).

Поворот осуществляется при продвижении вдоль нормали к поверхности разделяющего слоя таким образом, что нормальная составляющая $\boldsymbol{M}$ остаётся непрерывной, т. е. на поверхности Б. с. не возникают магнитостатич. полюсы. Этим Б. с. существенно отличается от др. доменных стенок, напр. неелевских (см. *Доменная стенка*). Впервые понятие о доменной стенке (в более узком смысле) ввёл Ф. Блох (F. Bloch, 1932), он рассмотрел слой ферромагнетика между соседними доменами, в пределах к-рого вектор $\boldsymbol{M}$ поворачивается на 180°, оставаясь параллельным плоскости слоя (180-

Схематическое изображение поворота вектора намагниченности $\boldsymbol{M}$ в 180-градусной блоховской стенке толщиной δ_B. Плоскость стенки перпендикулярна оси x.



градусная Б. с., см. рис.). Определённые в более широком смысле Б. с. могут быть 90-градусными (напр., в Fe), 71- и 109-градусными (напр., в Ni) и др. Для сохранения непрерывности нормальной составляющей $\boldsymbol{M}$ при переходе через Б. с. в ряде случаев [напр., 90-градусные Б. с. в Fe, параллельные плоскости типа (111)] вектор $\boldsymbol{M}$ описывает поверхность кругового конуса.

Образование Б. с. влечёт за собой увеличение плотности обменной энергии и энергии анизотропии. Чем уже переходный слой, тем больше обменная энергия и меньше энергия анизотропии на его создание. В результате конкуренции *обменного взаимодействия* и *магнитной анизотропии* устанавливается равновесное распределение вектора $\boldsymbol{M}$ внутри Б. с. (микроструктура Б. с.).

В магнетиках с одноосной магн. анизотропией Б. с. является 180-градусной и поворот в ней вектора $\boldsymbol{M}$ описывается ф-лой

$$\sin\vartheta(x) = \pm\left[\operatorname{ch}\left(x/\sqrt{A/K}\right)\right]^{-1},$$

где ϑ — угол между $\boldsymbol{M}$ и осью лёгкого намагничивания, x — расстояние вдоль нормали к Б. с., A — параметр обменного взаимодействия, K — константа анизотропии. Два знака ($\pm$) в ф-ле соответствуют двум типам Б. с. (Б. с. с противоположной полярностью), отличающимся направлением поворота $\boldsymbol{M}$ по часовой стрелке и против неё (право- и левовращающие относительно нормали к Б. с.).

Расстояние вдоль нормали к Б. с., на к-ром осуществляется поворот вектора $\boldsymbol{M}$, наз. толщиной Б. с. Толщину 180-градусной стенки принимают равной $\delta_B = \pi(A/K)^{1/2}$. Плотность энергии Б. с. $\sigma \approx 4(A\cdot K)^{1/2}$. Для Co $A = 2{,}1\cdot10^{-11}$ Дж/м, $K = 9\cdot10^5$ Дж/м^3, $\delta_B = 150$ Å и $\sigma = 4\cdot10^{-3}$ Дж/м^2.

В магнитомногоосном кристалле на микроструктуру Б. с. может влиять *магнитоупругое взаимодействие*, а в тонких плёнках — *диполь-дипольное взаимодействие*.

В тонких *плёнках магнитных* микроструктура Б. с. более сложная, в частности распределение $\boldsymbol{M}$ может быть асимметричным относительно плоскости, нормальной к поверхности плёнки. Возможна также стыковка двух Б. с. с разной полярностью, что ведёт к образованию т. н. степки с переменной полярностью. Переходный слой, образующийся в области стыковки, наз. блоховской линией (см. *Блоха линия*).

Б. с. обладают инерционными свойствами, им приписывают эффективную массу.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Современная кристаллография, т. 4, М., 1981, с. 250.

Б. Н. Филиппов.

БЛÓХА ТЕОРÉМА — фундаментальная теорема квантовой теории твёрдого тела, устанавливающая вид волновой ф-ции электрона, находящегося в поле с периодич. потенциалом U, в частности в кристаллич. решётке. Сформулирована Ф. Блохом (F. Bloch) в 1929. Б. т. утверждает, что если потенциал $U(\boldsymbol{r})$ ($\boldsymbol{r}$ — пространственная координата) — ф-ция с периодом $\boldsymbol{a}$ кристаллич. решётки: $U(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}) = U(\boldsymbol{r})$, где $\boldsymbol{a} = n_1\boldsymbol{a}_1 + n_2\boldsymbol{a}_2 + n_3\boldsymbol{a}_3$; $\boldsymbol{a}_1$, $\boldsymbol{a}_2$, $\boldsymbol{a}_3$ — основные (базисные) векторы решётки; n_1, n_2, n_3 — целые числа ($\gtrless 0$), то решения $\psi(\boldsymbol{r})$ одноэлектронного *Шрёдингера уравнения* (*адиабатическое приближение*)

$$\hat{H}\psi(\boldsymbol{r}) \equiv \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\boldsymbol{r})\right]\psi(\boldsymbol{r}) = \mathcal{E}\psi(\boldsymbol{r}) \qquad (1)$$

($\mathcal{E}$ — энергия частицы) имеют вид:

$$\psi_k(\boldsymbol{r}) = e^{i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}}\,u_k(\boldsymbol{r}). \qquad (2)$$

Здесь $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, характеризующий состояние электрона, u_k — периодич. ф-ция с периодом решётки, m — масса электрона. Б. т. является следствием трансляционной инвариантности кристаллич. решётки. Если $\psi(\boldsymbol{r})$ — решение ур-ния (1), соответствующее стационарному состоянию электрона с энергией $\mathcal{E}$, то $\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a})$ также является его решением, причём $\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}) = C_a\psi(\boldsymbol{r})$, где $C_a = \pm 1$.

Если стационарному состоянию с энергией $\mathcal{E}$ соответствует неск. разл. волновых ф-ций $\psi(\boldsymbol{r})$ (т. е. состояние с энергией $\mathcal{E}$ — вырожденное), то волновая ф-ция $\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a})$ является линейной комбинацией всех собств. ф-ций $\psi(\boldsymbol{r})$, отвечающих вырожденному уровню $\mathcal{E}$. В этом случае $C_a = e^{i\boldsymbol{k}\boldsymbol{a}}$, причём волновой вектор $\boldsymbol{k}$ определён с точностью до вектора *обратной решётки* $\boldsymbol{g}$. Т. о., в случае вырождения имеем:

$$\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}) = e^{i\boldsymbol{k}\boldsymbol{a}}\,\psi(\boldsymbol{r}). \qquad (3)$$

Ф-ции, удовлетворяющие условию (3) (условию Блоха), называются блоховскими ф-циями.

Подставляя (2) в ур-ние Шрёдингера (1), получим ур-ние для $u_k(\boldsymbol{r})$:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m}(i\nabla + \boldsymbol{k})^2 + U(\boldsymbol{r})\right]u_k(\boldsymbol{r}) = \mathcal{E}_k U(\boldsymbol{r}), \qquad (4)$$

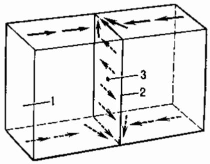
к-рое имеет бесконечный ряд решений $u_{sk}(\boldsymbol{r})$. Индекс s нумерует решения при заданном k. Волновым ф-циям (2) при заданном $\boldsymbol{k}$, т. о., соответствуют дискретные значения энергии: $\mathcal{E} = \mathcal{E}_s(k)$, $s = 1, 2, \ldots$ Индекс s — номер энергетич. зоны; зависимость $\mathcal{E}_s$ от $\boldsymbol{k}$ при фиксированном s называется *дисперсии законом* частицы в s-й зоне (см. *Зонная теория*, *Блоховские электроны*).

Лит.: Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1974; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978.

В. М. Винокур.

БЛÓХА ТÓЧКА (блоховская точка) — сингулярная точка на блоховской линии (см. *Блоха линия*), отделяющая два участка этой линии с противоположными направлениями разворота вектора намагниченности $\boldsymbol{M}$ на них (рис.).

На сфере бесконечно малого радиуса с центром в Б. т. можно найти все возможные направления $\boldsymbol{M}$. Это означает, что в самой Б. т. вектор $\boldsymbol{M}$ резко изменяется, так



Схематическое изображение блоховской точки (*3*) на блоховской стенке, содержащей вертикальную блоховскую линию (*2*). Стрелками изображено распределение $\boldsymbol{M}$ в срединной плоскости вертикальной блоховской стенки (*1*) вблизи блоховской точки.

что градиент ф-ции $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r})$ ($\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор точки образца) в Б. т., а следовательно, и плотность обменной энергии (её неоднородная часть) в этой точке стремятся к бесконечности (в континуальном приближении). Однако полная обменная энергия сферы малого радиуса с центром в Б. т. конечна, так что энергия Б. т. $\mathcal{E}_{\text{Б. т.}}$ (разность энергий блоховской линии при наличии и отсутствии Б. т.) оказывается конечной:

$$\mathcal{E}_{\text{Б. т.}} = 2\pi A^{3/2}K^{-1/2}\left(\ln\frac{K}{2\pi M_s^2} + 1{,}90\right),$$

где A — параметр *обменного взаимодействия*, K — константа *магнитной анизотропии*, M_s — намагниченность насыщения.

Б. т. играет важную роль в теории *доменных стенок*.

Лит.: Малоземов А., Слонзуски Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, пер. с англ., М., 1982.

Б. Н. Филиппов.

БЛÓХА УРАВНÉНИЕ — ур-ние квантовой статистики для ненормируемого *статистического оператора* квантового канонического распределения Гиббса: $\rho = \exp(-\beta H)$, $\beta = 1/kT$, T — темп-ра. Установлено Ф. Блохом (F. Bloch) в 1932. Б. у. имеет вид: $\partial\rho/\partial\beta = -H\rho$ с нач. условием $\rho|_{\beta=0} = 1$. Б. у. аналогично ур-нию Шрёдингера для мнимого времени и формально переходит в него при замене β на $it/\hbar$, где t — время. Эта формальная аналогия позволяет использовать методы квантовой механики в квантовой статистике.

Д. Н. Зубарев.

БЛÓХА ФУ́НКЦИИ — см. в ст. *Блоха теорема*, *Блоховские электроны*.

БЛÓХА—ГРЮНА́ЙЗЕНА ФÓРМУЛА — описывает температурную зависимость той части уд. электросопротивления ρ металлов, к-рая обусловлена рассеянием электронов на тепловых колебаниях кристаллич. решётки (*фононах*):

$$\rho = \frac{m^*}{ne^2}\cdot\frac{1}{\tau};$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{9\pi^3}{\hbar k}\cdot\frac{c^2}{\theta_D}\cdot\frac{m^*}{M}\cdot\frac{1}{(aK_0)^3}\cdot\left(\frac{T}{\theta_D}\right)^5 F_5\left(\frac{T}{\theta_D}\right);$$

$$F_5(x) = \int_0^x \frac{z^5\,dz}{(e^z-1)(1-e^{-z})}.$$

Здесь e и m^* — заряд и *эффективная масса* электрона проводимости, n — концентрация электронов, T — темп-ра, θ_D — *Дебая температура*, M — масса атома металла, $C \sim 1-10$ эВ, a — постоянная решётки, $K_0 = 2\pi\,(3n/8\pi)^{1/3}$. Б.—Г. ф. получена (1930) независимо Э. Грюнайзеном (E. Grüneisen) и Ф. Блохом (F. Bloch). Она приводит для $T \ll \theta_D$ к зависимости $\rho \sim T^5$, а при $T \gg \theta_D$ к $\rho \sim T$.

Б.—Г. ф., не учитывающая анизотропию металла и рассеяние электронов на примесях и дефектах кристаллич. решётки, служит для грубых оценок ρ.

Лит. см. при ст. *Металлы*.

БЛÓХОВСКИЕ ЭЛЕКТРÓНЫ — электроны в периодич. поле кристаллич. решётки, волновые ф-ции к-рых являются блоховскими ф-циями:

$$\psi_{sk}(\boldsymbol{r}) = u_{sk}(\boldsymbol{r})\,e^{i\boldsymbol{kr}}. \qquad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{r}$ — пространственная координата, u_{sk} — ф-ция, обладающая периодичностью решётки, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, s — номер энергетич. зоны (см. *Зонная теория*). Волновая ф-ция Б. э. удовлетворяет *Блоха теореме*

$$\psi_{sk}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}) = e^{i\boldsymbol{kr}}\psi_{sk}(\boldsymbol{r}), \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{a} = n_1\boldsymbol{a}_1 + n_2\boldsymbol{a}_2 + n_3\boldsymbol{a}_3$ — базисные векторы кристаллич. решётки, n_1, n_2, n_3 — целые числа, и периодична в обратном пространстве вследствие эквивалентности состояний с волновыми векторами $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g}$ ($\boldsymbol{g}$ — вектор *обратной решётки*).

Волновые ф-ции Б. э. представляют собой решения одночастичного *Шрёдингера уравнения* с периодич. потенциалом $U(\boldsymbol{r})$. Это ур-ние при заданном $\boldsymbol{k}$ имеет бесконечный ряд разл. решений, отвечающих бесконечному ряду дискретных значений энергии $\mathcal{E}_s(\boldsymbol{k})$ (индекс s нумерует эти решения). Зависимость энергии Б. э. $\mathcal{E}$ от волнового вектора $\boldsymbol{k}$ при заданном номере энергетич. зоны s наз. *дисперсии законом* Б. э. Ф-ции Блоха с различными s и $\boldsymbol{k}$ взаимно ортогональны и подчиняются Блоха теореме. Из ортогональности ψ_{sk} с различными s и одинаковыми $\boldsymbol{k}$ следует также ортогональность ф-ций u_{sk}:

$$\int u^*_{sk}(\boldsymbol{r})\,u_{s'k}(\boldsymbol{r})\,dr^3 = \delta_{ss'}, \qquad (3)$$

где $\delta_{ss'} = 1$ при $s = s'$ и 0 при $s \neq s'$, а интегрирование ведётся по одной *элементарной ячейке* кристалла.

Периодич. потенциал $U(\boldsymbol{r})$, определяющий свойства Б. э., есть самосогласованный потенциал, включающий в себя взаимодействие между всеми электронами и ионами, образующими кристаллич. решётку. В этом смысле Б. э. представляет собой *квазичастицу*, т. е. частицу, находящуюся в самосогласованном поле окружающих частиц. Обычно при решении многочастичной задачи о поведении электронов в кристалле сначала разделяют движение ионов и электронов (*адиабатическое приближение*), а затем с помощью самосогласованной процедуры (см., напр., *Хартри — Фока метод*) находят потенциал $U(\boldsymbol{r})$. Т. о., с помощью усреднённого поля $U(\boldsymbol{r})$ многочастичная задача сводится к одноэлектронной.

Свойства Б. э. Квазиимпульс и энергия. Волновые ф-ции Б. э. обнаруживают сходство с волновыми ф-циями свободных электронов $\psi = \text{const}\,e^{i\boldsymbol{kr}}$; их можно представить как промодулированные по амплитуде плоские волны. Роль сохраняющегося импульса $\boldsymbol{p}$, определяющего поведение волновой ф-ции свободного электрона при трансляции на вектор $\boldsymbol{a}$: $\psi(\boldsymbol{r}) \longrightarrow \psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a})$, у Б. э. играет квазиимпульс $\hbar\boldsymbol{k}$.

Истинного сохраняющегося импульса у Б. э. нет, т. к. в силовом поле закон сохранения импульса не выполняется — квазиимпульс сохраняется с точностью до вектора обратной решётки. Так, напр., при столкновении двух электронов $\hbar\boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2 = \hbar\boldsymbol{k}'_1 + \hbar\boldsymbol{k}'_2 + \hbar\boldsymbol{g}$, где $\hbar\boldsymbol{k}_1$, $\hbar\boldsymbol{k}_2$, $\hbar\boldsymbol{k}'_1$, $\hbar\boldsymbol{k}'_2$ — квазиимпульсы Б. э. до и после столкновения. В состоянии с заданным квазиимпульсом $\hbar\boldsymbol{k}$ истинный импульс Б. э. может иметь (с разл. вероятностями) бесконечное число значений вида $\hbar(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g})$. Это следует из возможности разложения периодич. функции $u_{sk}(\boldsymbol{r})$ в ряд Фурье, после чего волновая ф-ция Б. э. приобретает вид:

$$\psi_{sk} = e^{i\boldsymbol{kr}}u_{sk}(\boldsymbol{r}) = e^{i\boldsymbol{kr}}\sum_{\boldsymbol{g}} a_s(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g})\,e^{i\boldsymbol{kg}}. \qquad (4)$$

Коэф. разложения a_s суть амплитуды вероятности того, что импульс имеет значение $\hbar(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g})$. Тот факт, что коэф. разложения зависит только от суммы $(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g})$, выражает свойство периодичности волновой ф-ции в обратном пространстве.

Энергия Б. э. также периодична в обратном пространстве:

$$\mathcal{E}_s(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g}) = \mathcal{E}_s(\boldsymbol{k}) \qquad (5)$$

и, кроме того, обладает симметрией, связанной с симметрией кристаллич. решётки. При этом, однако, независимо от наличия или отсутствия в данном кристалле центра инверсии:

$$\mathcal{E}_s(\boldsymbol{k}) = \mathcal{E}_s(-\boldsymbol{k}). \qquad (6)$$

Это свойство — следствие симметрии по отношению к обращению времени (см. *Симметрия* законов физики).

Движение Б. э. во внешних полях можно рассматривать (при не слишком сильных внеш. полях) как движение классич. частицы с кинетич. энергией $\mathcal{E}_s(\boldsymbol{k})$, т. е. как движение классич. частицы со сложным законом дисперсии. Гамильтониан Б. э.:

$$\hat{\mathcal{H}} = \mathcal{E}_s(\boldsymbol{k}) + V(\boldsymbol{r}), \qquad (7)$$

где V — потенциал внеш. поля. Ур-ния движения при этом имеют вид:

$$\dot{\boldsymbol{p}} = -\frac{\partial V}{\partial \boldsymbol{r}}; \quad \boldsymbol{v} = \frac{1}{\hbar}\,\frac{\partial \mathcal{E}(\boldsymbol{k})}{\partial \boldsymbol{k}}, \qquad (8)$$

а связь между действующей на Б. э. силой $\boldsymbol{F}$ и ускорением:

$$\frac{dv_\alpha}{dt} = \frac{1}{\hbar^2}\,\frac{\partial^2\mathcal{E}(\boldsymbol{k})}{\partial k_\alpha \partial k_\beta},$$

где

$$m^{-1}_{\alpha\beta} = [\partial^2\mathcal{E}(\boldsymbol{k})/\partial k_\alpha \partial k_\beta] —$$

тензор обратных *эффективных масс*. Это соотношение аналогично второму закону Ньютона, однако направление силы может не совпадать с направлением ускорения. Такое квазиклассич. описание применимо, когда характерный размер орбиты или длина свободного пробега Б. э. велики по сравнению с его длиной *волны де Бройля*. При этом скорость Б. э. является периодич. ф-цией и обращается в нуль на границе *Бриллюэна зоны*.

Лит.: Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1974; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979.

В. М. Винокур.

БОГОЛЮБОВА КАНОНИ́ЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВА́НИЯ — линейные преобразования операторов уничтожения и рождения частиц к операторам уничтожения и рождения квазичастиц для неидеальных ферми- и бозе-газов. Предложены Н. Н. Боголюбовым в 1947 для бозе-газа и в 1958 для ферми-газа.

Для неидеального бозе-газа Б. к. п. таковы:

$$b_k = u_k\,\xi_k + v_k\,\xi^+_{-k},$$
$$b^+_k = u_k\,\xi^+_k + v_k\,\xi_{-k}, \qquad (1)$$

где b_k, b^+_k — операторы уничтожения и рождения частиц в состоянии с импульсом k, удовлетворяющие перестановочным соотношениям Бозе статистики, ξ_k, ξ^+_k — операторы уничтожения и рождения элементарных возбуждений с импульсом $\boldsymbol{k}$. Ф-ции u_k, v_k связаны соотношением $u_k^2 - v_k^2 = 1$, к-рое обеспечивает бозевский характер операторов. Б. к. п. (1) позволяют получить энергетич. спектр слабо возбуждённых состояний неидеального бозе-газа и объяснить его *сверхтекучесть* (см. *Бозе-газ*).

Для неидеального ферми-газа из электронов, взаимодействующих между собой посредством обмена фононами, Б. к. п. имеют след. вид:

$$a_{k,\ 1/2} = u_k \alpha_{k0} + v_k \alpha_{k1}^{+},$$
$$a_{-k,\ -1/2} = u_k \alpha_{k1} - v_k \alpha_{k0}^{+}, \qquad (2)$$

где $a_{\pm k,\ \pm 1/2}$ — операторы уничтожения электрона с импульсом $\pm \boldsymbol{k}$ и спином $\pm 1/2$, α_{k0}, α_{k1} — операторы уничтожения элементарных возбуждений с импульсом $\boldsymbol{k}$. Ф-ции u_k, v_k вещественны и связаны соотношением $u_k^2 + v_k^2 = 1$, к-рое обеспечивает фермиевский характер операторов α_k. Даже в случае слабого взаимодействия электронов с фононами теория возмущений по степеням константы связи неприменима, т. к. электрон-фононное взаимодействие оказывается существенным вблизи поверхности Ферми, где образуются коррелиров. пары электронов с противоположно направленными импульсами и спинами. После проведения Б. к. п. можно применять теорию возмущений с соответствующими предосторожностями, исключив «опасные» члены, приводящие к расходимостям. Б. к. п. (2) позволяют получить спектр элементарных возбуждений системы и объяснить явление *сверхпроводимости*.

Лит.: Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979.

Д. Н. Зубарев.

БОГОЛЮБОВА ТЕОРЕМА — теорема статистич. физики об особенностях типа $1/q^2$ у *Грина функций* для бозе- и ферми-систем при малых импульсах $\boldsymbol{q}$. Доказана Н. Н. Боголюбовым в 1961.

Согласно Б. т., для квантовых бозе-систем с калибровочно инвариантным взаимодействием между частицами фурье-компоненты ф-ций Грина, соответствующие энергии $E=0$, удовлетворяют неравенству

$$\left| \langle\langle a_q,\ a_q^{+} \rangle\rangle_{E=0} \right| \geqslant A/q^2,$$

где a_q, a_q^{+} — бозе-операторы, A — константа, пропорциональная плотности бозе-конденсата. Ф-ции Грина понимаются в смысле *квазисредних*, т. е. предполагается, что снято вырождение состояния статистич. равновесия, связанное с законом сохранения числа частиц (неустойчивость относительно образования бозе-конденсата). В этом случае особенность $1/q^2$ свидетельствует о появлении бозе-конденсата и ветви возбуждений без энергетич. щели.

Аналогичная теорема имеет место и для ферми-систем, для к-рых возможен переход в сверхпроводящее состояние, напр. для электронов в металле. В этом случае для построения квазисредних нужно снять вырождение относительно появления связанных пар фермионов с противоположно направленными спинами. Тогда

$$\left| \langle\langle \beta_q,\ \beta_q^{+} \rangle\rangle_{E=0} \right| \geqslant B/q^2,$$

где β_q, β_q^{+} — операторные фурье-компоненты, соответствующие импульсу $\boldsymbol{q}$, от произведений ферми-операторов

$$\Psi(\boldsymbol{x},\ \sigma)\,\Psi(\boldsymbol{x}',\ -\sigma),$$
$$\Psi^{+}(\boldsymbol{x},\ \sigma)\,\Psi^{+}(\boldsymbol{x}',\ -\sigma);$$

σ — спин, B — константа, пропорциональная плотности конденсата из парных «квазимолекул», т. е. коррелиров. пар фермионов с противоположно направленными спинами. Б. т. для ферми-систем указывает на появление ветви коллективных возбуждений в энергетич. спектре, что отвечает *спонтанному нарушению симметрии*.

Аналогичные особенности появляются у соотв. ф-ций Грина для систем с др. видами вырождения. Такие же соотношения справедливы и в квантовой теории поля, где в случае спонтанного нарушения симметрии возникают частицы нулевой массы (см. *Голдстоуна теорема*).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Избр. труды, т. 3, К., 1971; Статистическая физика и квантовая теория поля. [Сб. ст.], М., 1973; Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980, гл. 7; Боголюбов Н. Н., Боголюбов Н. Н. (мл.), Введение в квантовую статистическую механику, М., 1984.

Д. Н. Зубарев.

БОГОЛЮБОВА УРАВНЕНИЯ — цепочка ур-ний для одночастичных, двухчастичных и т. д. ф-ций распределения классич. системы частиц с парным потенциалом взаимодействия. Установлены Н. Н. Боголюбовым в 1946, попытки их вывода др. авторами были менее удовлетворительными, т. к. обходили важный вопрос о граничных условиях. Б. у. наз. также ур-ниями ББГКИ: Н. Н. Боголюбов, М. Борн, Г. Грин, Дж. Кирквуд, Ж. Ивон (M. Born, H. Green, J. Kirkwood, J. Yvon).

Б. у.— осн. система ур-ний метода частичных ф-ций распределения в статистич. физике. Вводится последовательность ф-ций F_1, F_2, ..., F_s, дающих распределение вероятности в фазовом пространстве (в равновесном случае — в конфигурац. пространстве) для комплексов из одной, двух, ..., s частиц; для этих ф-ций устанавливается система зацепляющихся ур-ний.

Ф-ции F_s в общем случае определяются выражением

$$F_s(t,\ \boldsymbol{q}_1,\ \boldsymbol{p}_1,\ \ldots,\ \boldsymbol{q}_s,\ \boldsymbol{p}_s) = V^s \int D_N(t,\ \boldsymbol{q}_1,\ \boldsymbol{p}_1,\ \ldots,\ \boldsymbol{q}_N,\ \boldsymbol{p}_N) \times d\boldsymbol{q}_{s+1} d\boldsymbol{p}_{s+1},\ \ldots,\ d\boldsymbol{q}_N d\boldsymbol{p}_N,$$

где D_N — ф-ция распределения N частиц по координатам $\boldsymbol{q}$ и импульсам $\boldsymbol{p}$ в объёме V, симметричная ф-ция фазовых переменных. Б. у. получаются из *Лиувилля уравнения* в результате его последоват. интегрирования по координатам и импульсам $N-1$, $N-2$, ... частиц:

$$\frac{\partial F_s}{\partial t} - \{H_s,\ F_s\} = v^{-1} \int \left\{ \sum_{1 \leqslant i \leqslant s} \Phi(|\boldsymbol{q}_i - \boldsymbol{q}_{s+1}|),\ F_{s+1} \right\} d\boldsymbol{q}_{s+1}\, d\boldsymbol{p}_{s+1}.$$

Здесь $\Phi(|\boldsymbol{q}_i - \boldsymbol{q}_{s+1}|)$ — потенциал взаимодействия между частицами, H_s — гамильтониан комплекса из s частиц, $\{\ldots\}$ — скобки Пуассона.

Т. о., Б. у. представляют собой систему зацепляющихся ур-ний для F_1, F_2, ..., F_s, при их выводе совершается термодинамич. предельный переход $V \to \infty$, $N \to \infty$ при $V/N = v = \mathrm{const}$, после к-рого пренебрегают влиянием стенок и опускают члены $\sim s/N$. Наиб. существенны первые Б. у.:

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + \frac{\boldsymbol{p}_1}{m} \cdot \frac{\partial F_1}{\partial \boldsymbol{q}_1} = \frac{1}{v} \int \theta_{12} F_2\, d\boldsymbol{q}_2\, d\boldsymbol{p}_2,$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial t} + \left(\frac{\boldsymbol{p}_1}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{q}_1} + \frac{\boldsymbol{p}_2}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{q}_2} - \theta_{12} \right) F_2 = \frac{1}{v} \int (\theta_{13} + \theta_{23})\, F_3\, d\boldsymbol{q}_3\, d\boldsymbol{p}_3,$$

где

$$\theta_{ij} = \frac{\partial \Phi(|\boldsymbol{q}_i - \boldsymbol{q}_j|)}{\partial \boldsymbol{q}_i} \cdot \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}_i} + \frac{\partial \Phi(|\boldsymbol{q}_i - \boldsymbol{q}_j|)}{\partial \boldsymbol{q}_j} \cdot \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}_j},$$

m — масса частиц.

С помощью Б. у. удаётся выполнить последоват. динамич. вывод *кинетического уравнения Больцмана* для газа малой плотности и для газа со слабым взаимодействием между молекулами. Метод основан на существовании для газа трёх масштабов времени релаксации, сильно различающихся между собой (иерархия времён релаксации): времени столкновения $\tau_0 \sim r_0/v_{\text{ср}}$, где r_0 — радиус действия межмолекулярных сил, $v_{\text{ср}}$ — ср. тепловая скорость молекулы, времени свободного пробега $t_0 \sim \lambda/v_{\text{ср}}$, где λ — ср. длина свободного пробега, и времени макроскопич. релаксации $t_{\text{р}} \sim L/v_{\text{ср}}$, где L — макроскопич. длина. В обычных условиях $\tau_0 \ll \ll t_0 \ll t_{\text{р}}$. Предполагается, что через время τ_0 все ф-ции распределения с $s \geqslant 2$ начинают зависеть от времени лишь через одночастичную ф-цию распределения F_1. Кроме того, используется условие ослабления корреляций между молекулами при их удалении друг от друга, к-рое служит граничным условием для Б. у. Это позволяет вывести ур-ние Больцмана без дополнит. статистич. гипотез, кроме граничного условия факторизации $F_2(1, 2)$ на произведение $F_1(1)F_1(2)$ в отдалённом прошлом.

В случае статистич. равновесия можно исходить из универсального *канонического распределения Гиббса* или *большого канонического распределения Гиббса* и рассматривать ф-ции распределения лишь в конфигурац. пространстве:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s) = V^s \int \ldots \int D_N(q_1, \ldots, q_N)\, dq_{s+1} \ldots \ldots dq_N,$$

где $D_N(q_1, \ldots, q_N) = Q^{-1} \exp(-U_N/kT)$ — конфигурац. часть канонич. распределения Гиббса, $U_N = \sum_{i<j} \Phi(|q_i - q_j|)$ — потенц. энергия системы, а Q — конфигурац. интеграл. Особенно важна бинарная ф-ция распределения $F_2(q_1, q_2)$, т. к. через неё выражается *уравнение состояния* (P — давление, T — темп-ра):

$$Pv/kT = 1 - (6kTvV)^{-1} \iint |q_1 - q_2| \times \times \Phi'(|q_1 - q_2|)\, F_2(q_1, q_2)\, dq_1 dq_2.$$

Ф-ции $F_s(q_1, \ldots, q_s)$ удовлетворяют цепочке Б. у.:

$$\frac{\partial F_s}{\partial q_1} + \frac{1}{kT}\frac{\partial U_s}{\partial q_1} F_s + \frac{1}{vkT}\int \frac{\partial \Phi(|q_1 - q_{s+1}|)}{\partial q_1} \times \times F_{s+1} dq_{s+1} = 0.$$

Ф-ции F_s удовлетворяют условиям нормировки

$$\lim_{V\to\infty} V^{-1} \int F_1(q)\, dq = 1,$$

$$\lim_{V\to\infty} V^{-1} \int F_{s+1}(q_1, \ldots, q_{s+1})\, dq_{s+1} = F_s$$

и граничному условию ослабления корреляций

$$F_s(q_1, \ldots, q_s) - \prod_{1 \leqslant i \leqslant s} F_1(q_i) \to 0,$$

когда $|q_i - q_j| \to \infty$.

Б. у. используют в теории плотных газов, жидкостей и плазмы, напр. при выводе *вириальных разложений*.

Лит.: Уленбек Д., Форд Дж., Лекции по статистической механике, пер. с англ., М., 1965; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979.

Д. Н. Зубарев.

БОГОЛЮБОВА — ПАРАСЮКА ТЕОРЕМА — утверждение, что неперенормированные *Грина функции* и матричные элементы *матрицы рассеяния* в квантовой теории поля (КТП) свободны от *ультрафиолетовых расходимостей*. Б.— П. т., доказанная Н. Н. Боголюбовым и О. С. Парасюком в 1955, гарантирует конечность вычисляемых по теории возмущений этих квантовополевых величин, свидетельствует о матем. корректности процедуры вычитания УФ-расходимостей и обеспечивает однозначность получаемых по теории возмущений результатов в перенормируемых моделях КТП (см. *Перенормировки*).

Формальное разложение по степеням константы связи матричных элементов матрицы рассеяния, полных ф-ций Грина, *вершинных частей* и нек-рых др. величин в КТП определяется соответствующими *Фейнмана диаграммами*, с каждой из к-рых сопоставляется нек-рый многократный интеграл по 4-импульсам виртуальных частиц $p_1, \ldots, p_N$, в импульсном представлении имеющий вид:

$$M(k_1, \ldots, k_n) = \int dp_1 \ldots dp_N\, F(p_1, \ldots \ldots, p_N;\, k_1, \ldots, k_n),$$

где $k_1, \ldots, k_n$ — 4-импульсы реальных частиц (внешние импульсные переменные).

Ф-ции F выстраиваются по правилам Фейнмана. Однако полученные таким способом выражения для F часто недостаточно быстро убывают в УФ-области, когда импульсы p_i нек-рого набора виртуальных частиц стремятся к бесконечности. Интеграл M при этом расходится по соответствующей совокупности импульсных переменных.

Процедура вычитания УФ-расходимостей, разработанная во 2-й пол. 40-х гг. в работах X. Бете (H. A. Bethe), С. Томонаги (Sh. Tomonaga), Ю. Швингера (J. Schwinger), Р. Фейнмана (R. Feynman), Ф. Дайсона (F. Dyson), А. Салама (A. Salam) и др., в простейших случаях рецептурно сводится к формальному вычитанию из расходящегося интеграла $M(k_1, \ldots, k_n)$ расходящейся константы M_0, равной его значению при нек-рых фиксированных значениях внешних импульсных переменных:

$$k_1 = k_1^{(0)}, \; \ldots, \; k_n = k_n^{(0)}$$

(в более общем случае — к вычитанию неск. первых членов ряда Маклорена для M по переменным $k_1, \ldots, k_n$). Разность $\tilde{M}(\ldots k \ldots) = M(\ldots k \ldots) - M_0$ оказывается конечной. Вычитаемые константы типа M_0 (и коэф. рядов Маклорена) с помощью введения расходящихся *контрчленов* сводятся затем к переопределению исходных физ. характеристик, таких, как массы частиц и константы связи (заряды).

Эта процедура вычитания и перенормировок наталкивается на существенные трудности, связанные с удалением УФ-расходимостей из многопетлевых диаграмм, в к-рых появляются т. н. перекрывающиеся расходимости. Для таких диаграмм интеграл M расходится сразу по нескольким разным совокупностям 4-импульсов p_i, а разл. совокупности имеют нетривиальные общие части. Комбинаторика вычитаний и сама конечность неперенормированного выражения при этом заранее неочевидны.

Значение Б.— П. т. заключается в том, что она полностью решает вопрос о перенормировке всех, в т. ч. и перекрывающихся, расходимостей в произвольно высоком порядке теории возмущений и даёт достаточно простой рецепт для этого, получивший название *R-операции*.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Парасюк О. С., К теории умножения причинных сингулярных функций, «ДАН СССР», 1955, т. 100, с. 25; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, гл. 5; Завьялов О. И., Перенормированные диаграммы Фейнмана, М., 1979.

О. И. Завьялов, Д. В. Ширков.

БОЗЕ-ГАЗ — газ из частиц, подчиняющихся квантовой *Бозе — Эйнштейна статистике*. Б.-г. являются, напр., ^{4}He, атомы к-рого содержат чётное число нуклонов, и газы фотонов (квантов эл.-магн. поля) и нек-рых квазичастиц, напр. фононов (элементарных возбуждений кристаллич. решётки).

Если можно пренебречь взаимодействием между частицами, Б.-г. наз. идеальным. В идеальном Б.-г. при темп-рах ниже *вырождения температуры* наступает *Бозе — Эйнштейна конденсация*, при к-рой макроскопически большое число частиц обладает нулевым импульсом (образует бозе-конденсат).

Для вырожденного слабонеидеального Б.-г. малые возбуждения вблизи осн. состояния ведут себя как газ квазичастиц, подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна, т. е. гамильтониан Б.-г. можно приближённо представить в виде:

$$H = E_0 + \sum_p E(p)\, n_p, \qquad (1)$$

где E_0 — энергия осн. состояния, n_p — числа заполнения для квазичастиц с импульсом p и массой m, принимающие значения 0, 1, 2, . . .,

$$E(p) = \left[\frac{p^2}{2m}\frac{N_0}{V}\nu(p) + \frac{p^4}{4m^2}\right]^{1/2} \qquad (2)$$

— энергия квазичастиц,

$$\nu(p) = \int \Phi(x) \exp(-ipx/\hbar)\, dx$$

— фурье-компонента потенциала взаимодействия $\Phi(x)$, N_0 — число частиц в конденсате, V — объём; для слабонеидеального Б.-г. $N_0 \approx N$, где N — число частиц. При малых импульсах p спектр в (2) имеет фононный характер, т. е. $E(p) \simeq cp$, где $c = (\rho\nu(0)/2m)^{1/2}$ — скорость звука в Б.-г., ρ — плотность газа. При больших импульсах ф-ла (2) переходит в спектр идеального газа $E(p) = p^2/2m$. Осн. член под знаком корня в ф-ле (2) пропорционален потенциалу взаимодействия, следовательно этот результат нельзя получить с помощью простой теории возмущений, основанной на разложении по степеням потенциала взаимодействия. Эта трудность была разрешена Н. Н. Боголюбовым в 1947.

Метод Боголюбова основан на том, что при нулевой темп-ре в неидеальном Б.-г. со слабым взаимодействием бо́льшая часть частиц N_0 находится в «конденсате» с нулевым импульсом, поэтому бозе-операторы a_0 и a_0^+ уничтожения и рождения частиц с нулевым импульсом (к-рые удовлетворяют перестановочному соотношению $a_0 a_0^+ - a_0^+ a_0 = 1$) можно считать не операторами, а числами. Гамильтониан неидеального Б.-г. в представлении *вторичного квантования* имеет вид:

$$H = \sum_p (p^2/2m)\, a_p^+ a_p +$$

$$+ (2V)^{-1} \sum_{p_1+p_2=p_1'+p_2'} \nu(p_1 - p_1')\, a_{p_1}^+ a_{p_2}^+ a_{p_2'} a_{p_1'}, \qquad (3)$$

где a_p^+ и a_p — операторы рождения и уничтожения бозе-частиц с импульсом p, удовлетворяющие перестановочным соотношениям

$$a_p a_{p_1}^+ - a_{p_1}^+ a_p = \delta_{pp_1},$$

$$a_p^+ a_{p_1}^+ - a_{p_1}^+ a_p^+ = a_p a_{p_1} - a_{p_1} a_p = 0,$$

где δ_{pp_1} — символ Кронекера. Операторы a_p и a_p^+ можно рассматривать как малые величины по сравнению с a_0 и a_0^+, ограничиться в гамильтониане квадратичными членами по a_p и a_p^+ и ввести вместо них новые бозе-операторы $b_p = a_0^+ N_0^{-1/2} a_p$, $b_p^+ = a_0 N_0^{-1/2} a_p^+$. Тогда гамильтониан принимает вид:

$$H = \frac{N^2}{2V}\nu(0) + \sum_p \left\{\frac{p^2}{2m} b_p^+ b_p + \right.$$

$$\left. + \frac{N_0}{V}\nu(p)\left(b_p^+ b_{-p}^+ + b_{-p} b_p + 2b_p^+ b_p\right)\right\}. \qquad (4)$$

Этот гамильтониан представляет собой квадратичную форму относительно операторов b_p^+ и b_p и приводится к диагональному виду с помощью *Боголюбова канонического преобразования*. Т. о., для энергии квазичастиц получается ф-ла (2). Анализ этой ф-лы показывает, что модель слабонеидеального Б.-г. может объяснить свойство *сверхтекучести*, типичное для квантовых жидкостей, а также образование вихревых нитей.

Удобно ввести эффективный потенциал взаимодействия с той же длиной рассеяния a, но допускающий применение теории возмущений. Тогда в борновском приближении заменяют $\nu(p)$ величиной $4\pi\hbar^2 a/m$. Условием слабой неидеальности Б.-г. служит неравенство $a(N/V)^{1/3} \ll 1$.

Спектр Б.-г. малой плотности можно получить также методом *Грина функций* и методом *коллективных переменных*. Спектр $F(k)$ квазичастиц Б.-г. в общем случае можно выразить через структурный фактор $S(k)$:

$$E(k) = \hbar^2 k^2 / 2mS(k),$$

где $k = p/\hbar$ — волновой вектор,

$$S(k) = \int g(x) \exp(ikx)\, dx,$$

$g(x)$ — корреляц. ф-ция плотности. Величину $S(k)$ можно получить из экспериментов по *рассеянию нейтронов*.

Лит.: Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979.

Д. Н. Зубарев.

БО́ЗЕ-ЖИ́ДКОСТЬ — квантовая жидкость, в к-рой элементарные возбуждения (*квазичастицы*) обладают нулевым или целочисл. спином; подчиняется *Бозе — Эйнштейна статистике*. К Б.-ж. относятся, напр., жидкий ^{4}He, к-рый при низкой темп-ре может перейти в состояние *сверхтекучести*, а также совокупность куперовских пар электронов, образование к-рых приводит к *сверхпроводимости*. См. *Квантовая жидкость*.

БО́ЗЕ-СТАТИ́СТИКА — то же, что *Бозе — Эйнштейна статистика*.

БО́ЗЕ-ЧАСТИ́ЦЫ — то же, что *бозоны*.

БО́ЗЕ—ЭЙНШТЕ́ЙНА КОНДЕНСА́ЦИЯ (бозе-конденсация) — квантовое явление, состоящее в том, что в системе из большого числа частиц, подчиняющихся *Бозе — Эйнштейна статистике* (бозе-газ или бозе-жидкость), при темп-рах ниже *вырождения температуры* в состоянии с нулевым импульсом оказывается конечная доля всех частиц системы. Термин «Б.—Э. к.» основан на аналогии этого явления с конденсацией газа в жидкость, хотя эти явления совершенно различны, т. к. при Б.— Э. к. она происходит в пространстве импульсов, а распределение частиц в координатном пространстве не меняется. Теория Б.— Э. к. построена А. Эйнштейном (A. Einstein) в 1925 и развита Ф. Лондоном (F. London) в 1938.

Поскольку Б.— Э. к. происходит даже в идеальном бозе-газе, её причиной являются свойства симметрии волновой ф-ции частиц, а не взаимодействия между ними. Для идеального бозе-газа из *Бозе — Эйнштейна распределения*

$$n_p = \{\exp[(\varepsilon_p - \mu)/kT] - 1\}^{-1}$$

(где T — абс. темп-ра, ε_p — энергия частицы с импульсом p, μ — хим. потенциал) следует, что в низшем энергетич. состоянии с $p=0$ находится

$$N_0 = [\exp(-\mu/kT) - 1]^{-1}$$

частиц. Из положительности N_0 следует, что $\mu < 0$. Если фактор вырождения $\lambda = \exp(\mu/kT)$ близок к 1, то в состоянии с $p=0$ может быть очень много частиц. Поэтому нельзя пренебрегать вкладом частиц с $p=0$ при вычислении ср. величин. Из условия постоянства полного числа частиц $\sum_p n_p = N$ в объёме V следует ур-ние для N_0:

$$N = N_0 + V\Lambda^{-3} G_{3/2}(\lambda),$$

$G_s(\lambda) = \sum_{l=1}^{\infty} \lambda^l l^{-s}$, $\Lambda = (h^2/2\pi mkT)^{1/2}$ — длина волны де Бройля, соответствующая тепловому движению, m — масса частицы. Отсюда $N_0 = N[1 - (T/T_0)^{3/2}]$; T_0 —

темп-ра бозе-конденсации, или темп-ра вырождения, находится из условия $\mu=0$, $N_0=0$, к-рое записывают в след. виде: $N=V\Lambda^{-3}G_{3/2}(1)$. При $T=0$ все частицы находятся в конденсате, при $T<T_0$ в конденсате находится лишь N_0 частиц, а остальные подчиняются распределению Бозе — Эйнштейна с $\mu=0$. При $T<T_0$ давление оказывается ф-цией только темп-ры $P/kT=\Lambda^{-3}G_{5/2}(1)$ и не зависит от объёма, т. к. частицы конденсата, не обладая импульсом, не дают вклада в давление. При $T=T_0$ производная теплоёмкости испытывает конечный скачок, а сама теплоёмкость, энергия и давление остаются непрерывными, следовательно система совершает своеобразный фазовый переход.

Для жидкого ^{4}He в модели идеального газа темп-ра вырождения $T_0=3{,}13$ К близка темп-ре перехода в сверхтекучее состояние, равной 2,18 К, но это не означает, что переход в сверхтекучее состояние есть Б.— Э. к. идеального газа, т. к. для явления *сверхтекучести* существенно взаимодействие между атомами. В неидеальном бозе-газе явление Б.— Э. к. сохраняется, а неидеальность приводит к появлению частиц с ненулевым импульсом даже при $T=0$, в слабонеидеальном бозе-газе малой плотности

$$N_0/N=1-(^8/_3)\,(Na^3/\pi V)^{1/2}$$

при $Na^3/V\ll 1$, где a — длина рассеяния для потенциала взаимодействия. Если плотность не мала, то число частиц в конденсате можно оценить вариационным методом. Для бозе-жидкости со взаимодействием молекул как твёрдых сфер диаметра b

$$N_0=N\exp\,[-1-4\pi Nb^3/3V].$$

Для ^{4}He $b=2{,}56\cdot10^{-8}$ см, $V/N=46{,}2\cdot10^{-24}$ см^3, поэтому $N_0/N\sim0{,}08$. По оценкам, основанным на рассеянии нейтронов, плотность конденсата в ^{4}He $\sim$ неск. % и обладает примерно такой же температурной зависимостью, как и плотность сверхтекучей компоненты. Однако плотность частиц конденсата и плотность сверхтекучей компоненты нельзя отождествить, т. к. при $T=0$ К вся жидкость является сверхтекучей, хотя не все её частицы находятся в конденсате.

Б.— Э. к. приводит к квантовой когерентности волн де Бройля на макроскопич. масштабах. Конденсат описывается волновой ф-цией, когерентной во всём объёме. При Б.— Э. к. происходит *спонтанное нарушение симметрии*, связанной с инвариантностью гамильтониана системы относительно калибровочных преобразований; состояние с конечной плотностью конденсата не является калибровочно инвариантным.

Сверхпроводимость можно рассматривать как следствие Б.—Э. к. коррелированных куперовских пар электронов с противоположно направленными импульсами и спинами.

Лит.: Эйнштейн А., Собр. научных трудов, т. 3, М., 1966; London F., On the Bose—Einstein condensation, «Phys. Rev.», 1938, v. 54, p. 947. См. также лит. при ст. *Статистическая физика*.

Д. Н. Зубарев.

БОЗЕ—ЭЙНШТЕЙНА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — функция распределения по уровням энергии тождеств. частиц с нулевым или целочисл. спином при условии, что взаимодействие частиц слабое и им можно пренебречь, т. е. ф-ция распределения идеального квантового газа, подчиняющегося *Бозе — Эйнштейна статистике.*

В случае статистич. равновесия ср. число n_i таких частиц в состоянии с энергией ε_i при темп-ре T выше *вырождения температуры* определяется Б.—Э. р.

$$n_i=[\exp\,((\varepsilon_i-\mu)/kT)-1]^{-1},$$

где i — набор квантовых чисел, характеризующих состояние частицы, μ — хим. потенциал.

Б.— Э. р. соответствует максимуму *статистического веса* (или энтропии) с учётом неразличимости частиц, отвечающей требованиям бозе-статистики. При темп-ре ниже темп-ры вырождения бозе-газ испытывает *Бозе — Эйнштейна конденсацию*, при к-рой часть частиц скапливается в состоянии с нулевым импульсом, а остальные частицы распределены согласно Б.— Э. р. с $\mu=0$.

Д. Н. Зубарев.

БОЗЕ—ЭЙНШТЕЙНА СТАТИСТИКА (бозе-статистика) — квантовая статистика, применяемая к системам тождественных частиц с нулевым или целым *спином* (в единицах $\hbar$). Предложена в 1924 Ш. Бозе (Sh. Bose) для *фотонов* и в том же году развита А. Эйнштейном (A. Einstein) применительно к молекулам *идеального газа*. Характерная особенность Б.— Э. с. заключается в том, что в одном и том же квантовом состоянии может находиться любое число частиц. В. Паули (W. Pauli) доказал (*Паули теорема*), что тип квантовой статистики однозначно связан со значением спина частиц, так что совокупности частиц с нулевым или целым спином (ядра с чётным числом нуклонов, фотоны, π-мезоны и др.— т. н. *бозоны*) подчиняются Б.—Э. с., а системы частиц с полуцелым спином (электроны, нуклоны, ядра с нечётным числом нуклонов и др.— т. н. ф е р м и о н ы) подчиняются *Ферми — Дирака статистике.*

При квантовомеханич. описании состояние системы определяется *волновой функцией*, к-рая в случае тождественных частиц либо симметрична по отношению к перестановкам любой пары частиц (для частиц с целым спином), либо антисимметрична (для частиц с полуцелым спином). Для системы частиц, подчиняющихся Б.— Э. с., состояния описываются симметричными функциями, что является другой эквивалентной формулировкой Б.—Э. с. Подобные системы наз. бозе-системами, напр. *бозе-газ.*

Для идеального бозе-газа в случае статистич. равновесия (при темп-ре выше *вырождения температуры*) ср. число частиц $\overline{n_i}$ в состоянии i определяется *Бозе — Эйнштейна распределением*

$$\overline{n_i}=\{\exp\,[(\mathscr{E}_i-\mu)/kT]-1\}^{-1},$$

где $\mathscr{E}_i$ — энергия частицы в состоянии i (для частиц с импульсом p и массой m, равная $p^2/2m$), T — абс. темп-ра, μ — *химический потенциал*, определяемый из след. условия: сумма всех $\overline{n_i}$ должна быть равна полному числу частиц в системе. Хим. потенциал бозе-газа μ не может быть положительным, иначе ф-ция распределения частиц по энергиям была бы для нек-рых состояний i отрицательной, что невозможно по самому определению $\overline{n_i}$. Для систем с переменным числом частиц $\mu=0$. При $\exp(-\mu/kT)\gg1$, когда все $\overline{n_i}$ малы, распределение Бозе — Эйнштейна переходит в *Больцмана распределение* $\overline{n_i}=\exp\,[(\mu-\mathscr{E}_i)/kT]$. При низких темп-рах (ниже темп-ры вырождения бозе-газа) часть частиц переходит в состояние с нулевым импульсом и наступает *Бозе — Эйнштейна конденсация.*

Ф-ла для $\overline{n_i}$ следует из *Гиббса распределения* для идеального квантового газа с уровнями энергии $\mathscr{E}_n=\sum_i\mathscr{E}_i n_i$, где n_i, согласно Б.— Э. с., могут принимать лишь значения 0, 1, 2, ...

Распределение Бозе — Эйнштейна можно получить и др. методом, если рассматривать статистически равновесное состояние квантового газа как наиболее вероятное состояние и с помощью комбинаторики, учитывая неразличимость частиц, найти термодинамическую вероятность (*статистический вес*) такого состояния, т. е. число способов реализации данного состояния газа с заданной энергией $\mathscr{E}$ и числом частиц N. Для больших систем, когда N велико, уровни энергии расположены очень плотно и стремятся к непрерывному распределению при стремлении числа частиц и объёма системы к бесконечности. Пусть уровни сгруппированы по малым ячейкам, содержащим G_i уровней в ячейке, число G_i предполагается очень большим. Каждой i-й ячейке соответствует средняя энергия $\mathscr{E}_i$ и число частиц N_i. Состояние системы определяется набором чисел N_i, где N_i — сумма n_i по уровням ячейки. Для Б.— Э. с.

атомы предполагаются неразличимыми и в каждой ячейке может находиться произвольное число частиц. Поэтому статистич. вес $W(N_i)$ равен числу различных расяределений частиц по ячейкам:

$$W(N_i)=\prod_i \frac{(G_i+N_i-1)!}{N_i!\,(G_i-1)!},$$

он определяет вероятность распределения частиц по ячейкам. Энтропия такого состояния равна $S=k\ln W$. Наиболее вероятному состоянию отвечает максимум энтропии (при заданных $\mathcal{E}=\sum_i \mathcal{E}_i N_i$ и $N=\sum_i N_i$) и распределение Бозе — Эйнштейна $\overline{n}_i=N_i/G_i$. Энтропия идеального газа, подчиняющегося Б.— Э. с., равна

$$S=\sum_i G_i\,[(1+\overline{n}_i)\ln(1+\overline{n}_i)-\overline{n}_i\ln\overline{n}_i].$$

Одним из применений Б.— Э. с. является теория *теплоёмкости* твёрдых тел. Тепловые колебания твёрдого тела описываются как возбуждения совокупности осцилляторов, соответствующих нормальным колебаниям кристаллич. решётки. Возбуждённые состояния системы осцилляторов можно описывать как идеальный газ квазичастиц — *фононов*, подчиняющихся Б.—Э. с. На основании этого представления удаётся правильно описать поведение твёрдых тел при низких темп-рах, в частности получить *Дебая закон теплоёмкости*. К важным приложениям Б.— Э. с. относится также теория излучения чёрного тела, опирающаяся на представление о квантах эл.-магн. поля — фотонах. Последние подчиняются Б.— Э. с.: в этом случае $\mu=0$, а $\mathcal{E}_i=h\nu$ (ν — частота излучения). При этом распределение Бозе — Эйнштейна даёт *Планка закон излучения* для спектрального распределения энергии излучения абс. чёрного тела.

Б.— Э. с. для системы взаимодействующих частиц основана на методе Гиббса для квантовых систем. Она может быть реализована, если известны квантовые уровни системы $\mathcal{E}_n$ и поддаётся вычислению статистическая сумма

$$Z=\sum_n \exp(-\mathcal{E}_n/kT),$$

где суммирование ведётся по всем квантовым уровням системы для состояний, удовлетворяющих условиям квантовой симметрии. Последнее условие определяет тип квантовой статистики. Задача вычисления Z не сводится к простой комбинаторной задаче и очень сложна, если взаимодействие между частицами не мало. Её можно несколько упростить, если выразить *гамильтониан* системы в представлении вторичного квантования (в представлении чисел заполнения квантовых уровней) через операторы *вторичного квантования* $\Psi(x)$, $\Psi^+(x)$, удовлетворяющие перестановочным соотношениям Б.— Э. с.

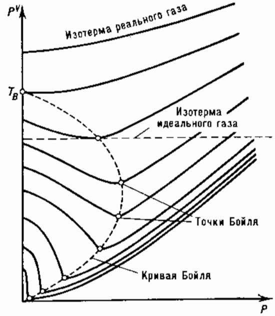
$$\Psi(x)\,\Psi^+(x')-\Psi^+(x')\,\Psi(x)=\delta(x-x'),$$

где $\delta(x-x')$ — *дельта-функция* Дирака. Тогда требования Б.— Э. с. оказываются выполненными и в статистич. сумме будут учитываться лишь симметричные состояния. Но и в такой постановке задача вычисления статистич. суммы очень сложна и допускает приближённое решение лишь для слабовзаимодействующих систем (слабонеидеальный бозе-газ).

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, гл. 7; Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966; Боголюбов Н. Н., Лекции по квантовой статистике, Избр. труды, т. 2, К., 1970. *Д. Н. Зубарев.*

БОЗОНЫ (бозе-частицы) — частицы или *квазичастицы* с нулевым или целочисленным спином; подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*. К ним относятся *фотон*, *промежуточные векторные бозоны*, *глюоны* (спин 1), *гравитон* (спин 2), гипотетические *голдстоуновские бозоны* и *Хиггса бозоны* (спин 0), а также составные частицы из чётного числа *фермионов*, напр. все *мезоны*, «построенные» из *кварка* и антикварка, атомные ядра с чётным числом нуклонов (дейтрон, ядро ^{4}He и т. п.). Б. являются также *фононы* в твёрдом теле и в жидком ^{4}He, *экситоны* в полупроводниках и диэлектриках и др.

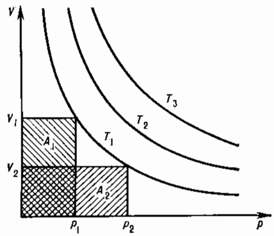
БОЙЛЯ ТОЧКА — точка минимума на изотерме реального газа в координатах $p—pV$ (рис.). Назв. в честь Р. Бойля (R. Boyle). Вблизи Б. т. небольшие участки изотерм реального газа можно приближённо рассматривать как отрезки горизонтальных прямых, представляющих, согласно *Клапейрона уравнению*, изотермы идеального газа (но с изменённым значением газовой постоянной). В соответствии с особенностями поведения реального газа, описываемыми *Ван-дер-Ваальса уравнением*, слева от Б. т. сказывается преобладающее влияние сил межмолекулярного притяжения, облегчающих сжатие газа, справа — влияние собств. объёма молекул, препятствующего сжатию. Вблизи Б. т. эти факторы взаимно компенсируются.



Изотермы реального газа; p — давление газа, V — занимаемый им объём. При $T>T_B$ Бойля точки отсутствуют.

Линия, соединяющая Б. т. отд. изотерм, наз. **кривой Бойля**. Точка этой кривой, лежащая на оси ординат, определяет т. н. темп-ру Бойля T_B. Для газа, подчиняющегося ур-нию Ван-дер-Ваальса, $T_B=3{,}375\ T_к$, где $T_к$ — *критическая температура*. При $T<T_B$ возможно частичное сжижение при дросселировании (см. *Джоуля — Томсона эффект*).

БОЙЛЯ — МАРИОТТА ЗАКОН — один из осн. газовых законов, описывает изотермич. процессы в газе.



$p—V$-диаграммы состояния идеального газа при $T=\text{const}$ ($T_1<T_2<T_3$); представляют собой равносторонние гиперболы (площади $A_1=A_2$).

Согласно Б.— М. з., при пост. темп-ре T объём V данной массы газа обратно пропорционален его давлению p: $pV=\text{const}$ (рис.). Установлен Р. Бойлем (R. Boyle) в 1662, в 1676 сформулирован также Э. Мариоттом (E. Mariotte). Строго выполняется только для идеальных газов и является следствием *Клапейрона уравнения*. Б.— М. з. описывает, как и ур-ние Клапейрона, предельный случай поведения реального газа, более точно описываемого *Ван-дер-Ваальса уравнением*; для реальных газов Б.— М. з. выполняется приближённо — тем лучше, чем дальше состояние газа от критического.

БОКОВЫЕ ЧАСТОТЫ — частоты спектра *модулированного колебания*, лежащие по обе стороны от несущей частоты ω_0. В случае *амплитудной модуляции* гармонич. модулирующее колебание частоты Ω образует две Б. ч. $\omega_0 \pm \Omega$. Если спектр модулирующего сигнала занимает диапазон частот от Ω_1 до Ω_2, то возникают две полосы Б. ч. Верх. полоса представляет собой спектр модулирующего сигнала, сдвинутый на ω_0 в область высоких частот и занимающий интервал от $\omega_0 + \Omega_1$ до $\omega_0 + \Omega_2$, ниж. полоса — обращённый спектр, сдвинутый на ω_0 в область высоких частот и расположенный в диапазоне от $\omega_0 - \Omega_2$ до $\omega_0 - \Omega_1$; ниж. полоса является зеркальным отображением верхней относительно ω_0.

При синусоидальной *частотной модуляции* образуются 2 полосы Б. ч., каждая содержит помимо Б. ч. $\omega_0 \pm \Omega$ дополнит. Б. ч. $\omega_0 \pm k\Omega$, соответствующие гармоникам модулирующей частоты $k\Omega$ при $k=2, 3, \ldots$. Ширина полосы зависит от величины $\beta = \Delta\omega/\Omega$, называемой индексом модуляции, где $\Delta\omega$ — амплитуда изменения частоты, т. н. девиация частоты. При $\beta \ll 1$ полосы частот амплитудно- и частотно-модулированных сигналов одинаковы. При больших β полная ширина полосы для частотной модуляции составляет $\sim 2(\Delta\omega + \Omega)$. Эта полоса шире, чем при амплитудной модуляции.

Индекс *фазовой модуляции* равен макс. отклонению фазы $\Delta\varphi$, др. соотношения при синусоидальной фазовой модуляции остаются такими же, как и при частотной.

Лит. см. при ст. *Модулированные колебания.*

БОЛО́МЕТР (от греч. bolḗ — бросок, луч и metréō — измеряю) — тепловой неселективный приёмник излучения, основанный на изменении электрич. сопротивления термочувствит. элемента из металла, полупроводника или диэлектрика при его пагревании вследствие поглощения измеряемого потока излучения. Б. используется для измерения суммарной мощности излучения, а в сочетании со спектр. прибором — для определения спектр. состава излучения. Введением красителей в органич. плёнку, наносимую на поглощающий слой, или с помощью внеш. оптич. фильтров Б. может быть превращён в селективный приёмник. Термочувствит. элемент металлич. Б. представляет слой (толщина 0,1—1,0 мкм) металла (Pt, Ni, Au, Bi), поверхность к-рого покрыта слоем черни для улучшения поглощения в широкой области спектра. В полупроводниковых Б. используют окислы Mn, Ni, Co, а также плёнки из Ge и Si. Б. включают по мостовой схеме, в два плеча к-рой включены два одинаковых термочувствит. элемента: один — рабочий, другой — компенсационный для устранения влияния темп-ры окружающей среды на балансировку моста.

Относит. изменение сопротивления чувствит. элемента Б. $\Delta R/R$ при изменении его темп-ры на величину ΔT описывается приближённым равенством $\Delta R/R = \beta\Delta T$, где β — температурный коэф. сопротивления; для большинства металлов $\beta = T^{-1}$; для полупроводников $\beta = -3\cdot 10^3\ T^{-2}$. Как приёмник оптич. излучения Б. характеризуется чувствительностью или коэф. преобразования, выражаемым в В/Вт; порогом чувствительности или пороговым потоком — миним. потоком, при к-ром сигнал близок или равен шумам Б., и постоянной времени, характеризующей время установления стационарного режима. Металлич. Б. ($\beta \approx 0{,}5\%$ на 1 К), работающие без охлаждения, при собственном $R=5$—50 Ом имеют чувствительность ~ 5—10 В/Вт, пороговый поток $\sim 10^{-10}$—10^{-9} Вт/Гц$^{1/2}$ и постоянную времени $2\cdot 10^{-1}$ с. Полупроводниковые Б. применяют как без охлаждения ($\beta \approx 4{,}2\%$ на 1 К), так и при глубоком охлаждении до 1,5—4 К; их типичные параметры: собственное $R=1$—10 МОм, чувствительность 50—5000 В/Вт, пороговый поток порядка 10^{-11}—10^{-10} Вт/Гц$^{1/2}$, постоянная времени 0,1—5 мс. Пороговый поток полупроводниковых Б. изменяется приблизительно $\sim\sqrt{s}$, где s — площадь чувствит. площадки. Уменьшение размеров площадки затрудняет фокусировку излучения на ней. Для преодоления этого затруднения созданы иммерсионные Б., у к-рых чувствит. элемент находится в *оптическом контакте* с линзой, имеющей большой показатель преломления. Это позволяет эффективно фокусировать излучение на приёмной площадке размеров до 0,01 мм^2 и тем самым снижать величину порогового потока. Сверхпроводниковые Б., работающие при глубоком охлаждении (3—15 К), основаны на резком изменении сопротивления при переходе нек-рых металлов и полупроводников от нормального к сверхпроводящему состоянию. В переходном диапазоне темп-р, составляющем доли градуса, температурный коэф. резко возрастает ($\beta \approx 5000\%$ на 1 К), что приводит к увеличению чувствительности Б. В качестве материалов для таких Б. применяют Sn, Ta, Pt, сплав ниобия с оловом, а также нитрид ниобия. Пороговый поток и постоянная времени сверхпроводниковых Б. составляют соответственно $3\cdot 10^{-11}$—$5\cdot 10^{-14}$ Вт/Гц$^{1/2}$ и 10^{-4}—10^{-3} с (см. *Сверхпроводниковые приёмники излучения*).

Б. широко применяются в измерит. и лазерной технике как приёмники ИК-излучения.

Лит.: Марков М. Н., Приёмники инфракрасного излучения, М., 1968; 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.

Л. Н. Капорский.

БОЛОМЕТРИ́ЧЕСКАЯ ПОПРА́ВКА — разность между болометрич. и визуальной *звёздными величинами*.

БО́ЛЬЦМАНА ПОСТОЯ́ННАЯ (k) — одна из фундам. физ. констант; равна отношению универсальной *газовой постоянной* R к *Авогадро постоянной* N_A. Назв. в честь Л. Больцмана (L. Boltzmann). Б. п. входит в ряд важнейших соотношений физики: в ур-ние состояния идеального газа, в *Больцмана распределение*, выражение для ср. энергии теплового движения частиц, Б. п. связывает *энтропию* физ. системы с термодинамич. вероятностью её состояния. Б. п. $k = 1{,}380662(44) \times 10^{-23}$ Дж/К (на 1984). Это значение получено на основе данных о R и N_A.

БО́ЛЬЦМАНА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ — статистически равновесная ф-ция распределения $f(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r})$ по импульсам $\boldsymbol{p}$ и координатам $\boldsymbol{r}$ частиц (атомов, молекул) идеального газа, к-рые подчиняются классич. механике и находятся во внеш. потенциальном поле (см. *Статистическая физика*):

$$f(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r}) = A \exp\left\{-\frac{p^2/2m + U(\boldsymbol{r})}{kT}\right\}, \qquad (1)$$

где $p^2/2m$ — кинетич. энергия частицы с массой m, $U(\boldsymbol{r})$ — её потенциальная энергия во внеш. поле, T — абс. темп-ра газа. Постоянная A определяется из условия, что суммарное число частиц по всем возможным состояниям равно полному числу частиц N в системе (условие нормировки).

Б. р. есть следствие *Больцмана статистики* идеального газа, находящегося во внеш. потенциальном поле [Л. Больцман (L. Boltzmann), 1868—71]. Частным случаем Б. р. при $U(\boldsymbol{r})=0$ является *Максвелла распределение* частиц по скоростям.

В свою очередь Б. р. может быть получено из *Гиббса распределения* для газа, в к-ром взаимодействием частиц можно пренебречь.

Ф-цию распределения (1) иногда наз. распределением Максвелла — Больцмана, а распределением Больцмана — ф-цию распределения (1), проинтегрированную по всем импульсам частиц. Она характеризует плотность числа частиц в точке $\boldsymbol{r}$:

$$n(\boldsymbol{r}) = n_0 \exp\{-U(\boldsymbol{r})/kT\}, \qquad (2)$$

где n_0 — плотность числа частиц, соответствующая точке, в к-рой $U(\boldsymbol{r})=0$. Отношение плотностей числа частиц в разл. точках ($\boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{r}_2$) зависит от разности потенциальных энергий частиц в этих точках:

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp\left\{-\frac{U(\boldsymbol{r}_1)-U(\boldsymbol{r}_2)}{kT}\right\}.$$

В частном случае отсюда следует *барометрическая формула*, определяющая распределение плотности числа частиц в поле тяжести над земной поверхностью в зависимости от высоты H. В этом случае $U(H)=mgH$, где g — ускорение силы тяжести, m — масса частицы, H — высота над земной поверхностью.

Для смеси газов с частицами разл. массы Б. р. показывает, что распределение парциальных плотностей частиц для каждого компонента не зависит от др. компонентов. Для газа во вращающемся сосуде $U(\boldsymbol{r})$ есть поле центробежных сил $U(r)=-m\omega^2r/2$, где ω — угловая скорость вращения. На этом эффекте основано разделение изотопов и высокодисперсных систем на центрифуге.

Для квантовых идеальных газов состояния отд. частиц определяются не импульсом и координатой, а квантовыми уровнями энергии $\mathcal{E}_i$ частицы в поле $U(\boldsymbol{r})$. В этом случае ср. число $\overline{n_i}$ заполнения i-го квантового состояния равно

$$\overline{n_i} = \exp\left[(\mu-\mathcal{E}_i)/kT)\right], \tag{3}$$

где μ — *химический потенциал*, определяемый из условия, что суммарное число частиц на всех квантовых уровнях равно полному числу частиц в системе: $\Sigma_i\overline{n_i}=N$. Формула (3) есть предельный случай *Ферми — Дирака распределения* и *Бозе — Эйнштейна распределения* при таких темп-рах и плотностях, когда ср. расстояние между частицами значительно больше длины *волны де Бройля*, соответствующей ср. тепловой скорости $(V/N)^{1/3} \gg h/\sqrt{mkT}$, т. е. когда нет квантового вырождения газа.

Лит. см. при ст. *Больцмана статистика*. *Д. Н. Зубарев.*

БОЛЬЦМАНА СТАТИСТИКА — статистика систем, содержащих большое число невзаимодействующих частиц (т. е. классич. идеального газа); частный случай статистики Гиббса для классич. идеального газа. Предложена Л. Больцманом (L. Boltzmann) в 1868—71. В более общем смысле Б. с.— предельный случай квантовых статистик идеальных газов (*Бозе — Эйнштейна статистики* и *Ферми — Дирака статистики*) для газа малой плотности, когда можно пренебречь квантовым вырождением газа, но следует учитывать квантование уровней энергии частиц.

Основа Б. с.— распределение частиц идеального газа по состояниям. Поскольку частицы не взаимодействуют между собой, *гамильтониан* системы можно представить в виде суммы гамильтонианов отд. частиц и рассматривать состояния не в *фазовом пространстве* всех частиц, как в статистич. механике Гиббса, а в фазовом пространстве координат и импульсов одной частицы. Это фазовое пространство разбивается на большое число малых ячеек с таким фазовым объёмом G_i, чтобы каждая из них включала много близких состояний. Это возможно, т. к. *уровни энергии* макроскопич. системы расположены очень плотно и стремятся к непрерывному распределению с увеличением числа частиц N и объёма тела V (отношение N/V принимается постоянным). Состояние одной частицы соответствует определ. ячейке фазового пространства, а состояние всей системы из N частиц — набору чисел N_i, характеризующему распределение состояний частиц по ячейкам G_i. Фазовый объём ячеек выражается в единицах h^3, где h — *Планка постоянная*, а число 3 соответствует числу степеней свободы одной частицы. Согласно квантовой механике, координату и импульс частицы можно определить лишь с точностью, допускаемой *соотношением неопределённостей*, отсюда h^3 — миним. размер фазового объёма одной частицы (до создания квантовой механики единица фазового объёма выбиралась произвольно). Объём G_i, выраженный в единицах h^3, имеет смысл максимально возможного числа макроскопич. состояний в ячейке.

В Б. с. предполагается, что частицы распределяются по разл. состояниям совершенно независимо друг от друга и что они различимы между собой. Число различных возможных микроскопич. состояний, соответствующих заданному макроскопич. состоянию газа с энергией $\mathcal{E}$ и числом частиц N (*статистический вес* $W_Б$ макросостояния по Больцману), определяется числом разл. способов, к-рыми можно распределить N частиц по состояниям в ячейках размером G_i при N_i частиц в каждой ячейке:

$$W_Б\{N_i\} = N!\,\Pi_i\frac{G_i^{N_i}}{N_i!}, \quad \Sigma_i N_i = N,\ \Sigma_i\mathcal{E}_i N_i = \mathcal{E},$$

где учитывается, что перестановка частиц в пределах каждой ячейки не меняет состояния. При правильном больцмановском подсчёте статистич. веса надо, однако, учитывать, что перестановки тождественных частиц не меняют состояния, и поэтому $W_Б$ следует уменьшить в $N!$ раз:

$$W\{N_i\} = \Pi_i\frac{G_i^{N_i}}{N_i!}.$$

Это правило подсчёта состояний, предложенное Гиббсом, лежит в основе Б. с. При таком определении статистич. веса для энтропии системы S получим:

$$S = k\ln W.$$

В основе *статистической физики* лежит предположение, что все микроскопич. состояния, реализующие данное макроскопич. состояние, равновероятны, поэтому вероятность макроскопич. состояния пропорциональна величине статистич. веса W. В статистич. равновесии энтропия максимальна при заданной энергии и числе частиц, что соответствует наиб. вероятному распределению. Его, следовательно, можно найти из условия экстремума S (или W) при фиксированных $\mathcal{E}$ и N. Из этого условия следует *Больцмана распределение* для ср. чисел заполнения i-го состояния с энергией $\mathcal{E}_i$:

$$\overline{n_i} = \frac{\overline{N}_i}{G_i} = \exp\left[\frac{\mu-\mathcal{E}_i}{kT}\right],$$

где μ — *химический потенциал*, T — абс. темп-ра. Энтропия идеального газа, подчиняющегося Б. с., равна

$$S = \Sigma_i(N_i\ln G_i - \ln N_i!) = -\Sigma_i N_i\ln\frac{N_i}{G_i e},$$

т. к. $\ln N_i! \approx N_i\ln(N_i/e)$.

Б. с. применима к разреженным атомным и молекулярным газам и плазме, но для плотных газов и плазмы, когда существенно взаимодействие между частицами, надо применять не Б. с., а статистику Гиббса, т. е. *Гиббса распределение*. Б. с. применима к электронам в невырожденных полупроводниках, для металлов надо учитывать вырождение и применять статистику Ферми — Дирака.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 37, 38; Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980, гл. 7; Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955, § 29.

Д. Н. Зубарев.

БОЛЬЦМАНА *H*-ТЕОРЕМА — одно из важных положений кинетич. теории газов, согласно к-рому для изолиров. системы в неравновесном состоянии существует H-функция Больцмана, точнее — функционал, зависящий от ф-ции распределения частиц по скоростям и координатам и монотонно убывающий со временем. Б. H-т. установлена Л. Больцманом (L. Boltzmann) в 1872. H-функция равна энтропии газа с обратным знаком, делённой на k; следовательно, Б. H-т. выражает закон возрастания энтропии для изолиров. системы. В равновесном состоянии H-функция постоянна.

H-функция Больцмана для газа равна

$$H=\int h(x,\ t)\,dx=\iint f(v,\ x,\ t)\ln f\ (v,\ x,\ t)\,dv\,dx, \quad (1)$$

где $f(v, x, t)$ — ф-ция распределения частиц по скоростям и координатам, удовлетворяющая *кинетическому уравнению Больцмана*, $h(x,\ t)$ — пространственная плотность H-функции, имеющая смысл локальной плотности энтропии с обратным знаком. Скорость изменения H-функции со временем равна

$$\frac{\partial H}{\partial t}=\iint (1+\ln f)\frac{\partial f}{\partial t}\,dv\,dx. \quad (2)$$

Согласно Б. H-т., для изолиров. системы $\partial H/\partial t\leqslant 0$, что следует из равенства (2), если в него подставить $\partial f/\partial t$ из кинетич. ур-ния Больцмана и симметризовать полученное выражение относительно ф-ций распределения сталкивающихся частиц при прямом и обратном соударении. В общем случае для вывода Б. H-т. нужно использовать *детального равновесия принцип*.

В пространственно-неоднородных огранич. системах необходимы граничные условия для ф-ции распределения на поверхности системы. В этом случае справедливо ур-ние баланса энтропии:

$$\partial h/\partial t-\operatorname{div}\boldsymbol{S}=G\leqslant 0,$$

где $\boldsymbol{S}$ — плотность потока энтропии, G — локальное *производство энтропии* с обратным знаком. Следовательно, Б. H-т. есть следствие положительности производства энтропии в неравновесной термодинамике, т. к. для изолиров. системы суммарный поток энтропии через поверхность равен нулю. Б. H-т. справедлива для всех форм кинетич. ур-ния Больцмана.

Против Б. H-т. был выдвинут ряд возражений: 1) парадокс обратимости Й. Лошмидта (J. Loschmidt, 1876); 2) парадокс возврата Э. Цермело (E. Zermelo, 1896). Лошмидт заметил, что каждому движению молекул газа с убыванием H соответствует движение с увеличением H. Парадокс возврата основан на *Пуанкаре теореме* о возвратах. В ответ на эти возражения Больцман выдвинул статистич. толкование Б. H-т., поскольку она не является следствием одних лишь ур-ний механики, а использует предположение о «молекулярном хаосе», имеющее вероятностный характер. Согласно Больцману, энтропия, а следовательно и H-функция, есть мера вероятности пребывания системы в неравновесном состоянии: убывание H означает стремление системы к переходу из менее вероятного в более вероятное состояние.

Более совр. вывод кинетич. ур-ния Больцмана позволяет лучше понять причину появления необратимости в ур-нии Больцмана, несмотря на то, что оно выводится из обратимых ур-ний механики. Необратимость (и убывание H-функции) связывается с отбором таких решений ур-ния Лиувилля, к-рые соответствуют сокращённому, неполному описанию неравновесного состояния системы с помощью одночастичной ф-ции распределения и заданию граничного условия для корреляц. ф-ций, имеющего вероятностный характер в отдалённом прошлом (принцип ослабления корреляций; см. *Боголюбова уравнения*).

Убывание H-функции (рост энтропии) соответствует возрастанию хаоса в системе, что связано с неустойчивостью фазовых траекторий мн. механич. систем относительно изменения нач. условий: малые изменения нач. условий приводят к большим отклонениям фазовых траекторий (э ф ф е к т   п е р е м е ш и в а н и я). Перемешивание приводит к стохастизации, и динамич. теории траектории становятся непредсказуемыми. Для макроскопич. систем в обычных условиях этот эффект не наблюдается, т. к. макроскопич. наблюдение подразумевает нек-рое сглаживание (определяется лишь небольшое число параметров системы, гораздо меньше, чем число механич. нач. условий).

Лит.: З о м м е р ф е л ь д А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955, § 42; Ф е р ц и г е р Д ж., К а п е р Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976, гл. 4; Б о г о л ю б о в Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979, с. 75; Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, гл. 1.

Д. Н. Зубарев.

БОЛЬШИХ ЧИСЕЛ ЗАКОН — общий принцип, в силу к-рого совместное действие большого числа случайных факторов приводит к результату, почти не зависящему от случая. Б. ч. з. проявляется, напр., в стабилизации частот случайных событий в длинном ряду испытаний, лежащей в основе определения *вероятности*. Как матем. утверждение Б. ч. з. формулируется и доказывается в *вероятностей теории*; его наиб. употребит. вариант утверждает, что при нек-рых весьма общих условиях ср. арифметич. $Y_n=n^{-1}(X_1+\ldots+X_n)$ последовательности *случайных величин* $X_1, X_2, \ldots$ стремится по вероятности к определ. пост. числу a, т. е. $P(|Y_n-a|>\varepsilon)\to 0$ при любом $\varepsilon>0$ и $n\to\infty$. Для этого достаточно, напр., чтобы X_k были независимы, одинаково распределены и имели *математическое ожидание* $\mathbf{M}X_k=a$ (в этом случае имеет место и более сильное утверждение — т. н. у с и л е н н ы й Б. ч. з.: Y_n сходятся к a с вероятностью 1) или, в более общем случае, чтобы последовательность $\{X_k\}$ была стационарной в широком смысле, $\mathbf{M}X_k=a$ и $\lim\limits_{n\to\infty} n^{-1}\Sigma_{i=1}^{n} r_i=0$, где r_i — *корреляции коэффициент* между X_k и X_{k+i}. Б. ч. з. тесно связан с *эргодической гипотезой*.

Лит. см. при ст. *Вероятностей теория*. *К. А. Боровков.*

БОЛЬШОЕ КАНОНИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГИББСА — распределение вероятности состояний статистич. ансамбля систем, к-рые находятся в тепловом и материальном равновесии со средой (термостатом и резервуаром частиц) и могут обмениваться с ними энергией и частицами при пост. объёме V; соответствует большому канонич. ансамблю Гиббса. Б. к. р. Г. установлено Дж. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1901 как фундам. закон статистич. физики (см. *Гиббса распределения*).

Равновесная ф-ция распределения $f(p,\ q)$ зависит от координат и импульсов лишь через ф-цию Гамильтона $H_N(p,\ q)$ системы N частиц:

$$f(p,\ q)=Z^{-1}\exp\{-[H_N(p,\ q)-\mu N]/kT\},$$

где T — абс. темп-ра, μ — хим. потенциал, Z — не зависящая от p, q величина, определяемая из условия нормировки:

$$Z=\sum_{N\geqslant 0}\exp(-\mu N/kT)\int\exp\{-H_N\ (p,\ q)/kT\}\,d\Gamma_N,$$

где суммирование ведётся по всем целым положительным N, а интегрирование — по фазовому пространству всех частиц:

$$d\Gamma_N=dp_1\,dq_1\ \ldots\ dp_N dq_N/N!h^{3N}.$$

Т. о., Z — ф-ция от μ, V, T и выражается через статистич. интегралы для N частиц.

Б. к. р. Г. можно вывести, если рассматривать совокупность данной системы вместе с термостатом и резервуаром частиц как одну большую, замкнутую и изолированную систему и применить к ней *микроканоническое распределение Гиббса*. Тогда малая подсистема описывается Б. к. р. Г., к-рое можно найти интегрированием по фазовым переменным термостата и резервуара частиц и суммированием по числам частиц (теорема Гиббса).

В квантовой статистике статистич. ансамбль характеризуется распределением вероятности w_{iN} квантовых состояний i с энергией E_{iN}, соответствующих числу частиц N, с условием нормировки $\sum\limits_{i,\,N} w_{iN}=1$. Б. к. р. Г. для квантовых систем имеет вид:

$$w_{iN}=Z^{-1}\exp\{-[E_{iN}-\mu N]/kT\},$$

где Z — статистич. сумма для большого канонич. ансамбля Гиббса, определяемая из условия нормировки вероятности:

$$Z = \sum_{i,\ N \geqslant 0} \exp\{-[E_{iN} - \mu N]/kT\},$$

где суммирование ведётся по всем квантовым состояниям допустимой симметрии и целым положительным N.

Б. к. р. Г. в квантовом случае можно представить через статистич. оператор (матрицу плотности) $\rho = Z^{-1}\exp\{-(H-\mu N)/kT\}$, где H — гамильтониан системы.

Б. к. р. Г., как в классич., так и в квантовом случае, позволяет вычислить термодинамич. потенциал Ω в переменных μ, V, T, равный $\Omega = -kT \ln Z$, где Z — статистич. сумма (или соотв. величина в классич. случае). Б. к. р. Г. особенно удобно для практич. вычислений, т. к. отсутствуют дополнит. условия, связанные с постоянством энергии, как в микроканонич. распределении Гиббса, или с постоянством числа частиц, как в канонич. распределении Гиббса.

Лит. см. при ст. *Гиббса распределения.* *Д. Н. Зубарев.*

БОМА ДИФФУЗИЯ — аномально быстрый турбулентный перенос замагниченной плазмы поперёк магн. поля напряжённости H со скоростью, существенно превышающей классич. скорость диффузии. Коэф. Б. д. $D_Б = ckT/16eH$ (T — темп-ра плазмы, e — заряд электрона) установлен Д. Бомом (D. Bohm) в 1949 на основе анализа эксперим. результатов. В дальнейшем было показано, что к Б. д. могут приводить дрейфово-диссипативная и термосильная неустойчивости (см. *Неустойчивости плазмы*), возникающие вследствие столкновит. трения электронов об ионы при их относит. движении вдоль H и возмущений электронной темп-ры. Б. д. характерна для плазмы газового разряда. См. также *Переноса процессы* в плазме.

Лит.: Моисеев С. С., Сагдеев Р. З., О коэффициенте диффузии Бома, «ЖЭТФ», 1963, т. 44, с. 763; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979. *С. С. Моисеев.*

БОР (от позднелат. borax — бура; лат. Borum), B,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 5, ат. масса 10,81. Природный Б. состоит из двух стабильных изотопов — ^{10}B (19,7%) и ^{11}B (80,3%). Характеризуется высокой способностью поглощать нейтроны [для естеств. смеси изотопов Б. сечение захвата тепловых нейтронов ок. $7{,}5\cdot10^{-26}$ м^2, для ^{10}B — $(3-4)\cdot10^{-25}$ м^2]. Конфигурация внеш. электронной оболочки $2s^2p^1$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 8,298; 25,155; 37,930 эВ. Кристаллохим. радиус 0,091 нм, ионный радиус B^{3+} 0,023 нм. Значение электроотрицательности 2,0.

Свободный Б. существует в виде коричневого мелкокристаллич. порошка (т. н. аморфный Б.) и тёмно-серых кристаллов (кристаллич. Б.). Известны тетрагональная α- и β-ромбоэдрич. модификации Б., осн. структурным элементом к-рых служит икосаэдр, образованный 12 атомами B. Плотность кристаллич. Б. 2,34 кг/дм^3 (20 °C), $t_{пл}$ = 2075 °C, $t_{кип}$ = 3700—3860 °C, ат. теплоёмкость 13,8 Дж·моль$^{-1}$ K^{-1} (в интервале темп-р 0°—100 °C), микротвёрдость 34 ГН·м$^{-2}$. Уд. сопротивление при 5 °C 120 МОм·см, при 100 °C — 4,1 МОм·см и при нагревании до 800 °C снижается на неск. порядков. Коэф. линейного расширения $8{,}3\cdot10^{-6}$.

Химически малоактивен, наиб. типичная степень окисления Б. +3. При нагревании Б. вступает в реакцию со мн. металлами, образуя бориды с высокими твёрдостью и $t_{пл}$.

Б. добавляют к стали для повышения её прочности и жаропрочности, насыщают им поверхности стальных изделий для защиты от коррозии; применяют в ядерной технике (стержни атомных реакторов, экраны, защищающие от нейтронного излучения). Ядерная реакция $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ приводит к появлению легко детектируемых α-частиц, поэтому ^{10}B используют при изготовлении индикаторов и детекторов нейтронов. Б. и его соединения — нитрид BN, карбид B_4C, фосфид BP и др.— применяют в качестве диэлектриков и полупроводниковых материалов. Нитевидные кристаллы нек-рых боридов могут использоваться для армирования композиц. материалов.

Лит.: Немодрук А. А., Каралова З. К., Аналитическая химия бора, М., 1964. *С. С. Бердоносов.*

БОРА МАГНЕТОН — см. *Магнетон.*

БОРА ПОСТУЛАТЫ — основные положения о существовании стационарных состояний и о квантовых переходах с излучением, введённые Н. Бором (N. Bohr) в 1913 в его квантовой теории атома. См. *Атомная физика.*

БОРА РАДИУС — в теории атома водорода Н. Бора — радиус ближайшей к ядру (протону) электронной орбиты. В *квантовой механике* Б. р. определяется как расстояние от ядра, на к-ром с наиб. вероятностью можно обнаружить электрон в невозбуждённом атоме водорода (см. *Атом*). Б. р. $a_0 = \hbar^2/m_e e^2$ (в *СГС системе единиц*) и $a_0 = 4\pi\varepsilon_0\hbar^2/m_e e^2 = \alpha/4\pi R_\infty = 0{,}52917706\ (44) \times 10^{-10}$ м (в СИ). В этом соотношении α — *тонкой структуры постоянная*, R_∞ — *Ридберга постоянная*, ε_0 — *электрическая постоянная.*

БОРА — ВАН ЛЁВЕН ТЕОРЕМА — теорема классич. статистич. физики, согласно к-рой магн. момент любого тела, рассматриваемого как совокупность элементарных электрич. зарядов, движущихся по законам классич. механики в пост. магн. поле, в стационарном состоянии равен нулю. Теорема доказана Н. Бором (N. Bohr) в 1911 в его диссертации и независимо Й. ван Лёвен (J. van Leeuween) в 1919. Напр., магн. момент, создаваемый свободными электронами под действием пост. поля в огранич. объёме, точно компенсируется магн. моментом тока, возникающего вблизи поверхности. Б.— в. Л. т. доказывают с помощью преобразования сдвига всех импульсов электронов $\boldsymbol{p}_i$ на величину $(e/c)\boldsymbol{A}$, где $\boldsymbol{A}$ — векторный потенциал магн. поля, e — заряд электрона. Поскольку в гамильтониан системы поле входит лишь в комбинации $\boldsymbol{p}_i - (e/c)\boldsymbol{A}$, после этого преобразования статистич. сумма не зависит от магн. поля. Поэтому магн. момент, пропорциональный производной статистич. суммы по магн. полю, равен нулю. Из Б.— в. Л. т. следует невозможность классич. объяснения магн. свойств вещества; они являются существенно квантовыми.

Лит.: Маттис Д., Теория магнетизма, пер. с англ., М., 1967.

БОРНА — ОППЕНГЕЙМЕРА ТЕОРЕМА — устанавливает соотношение между вкладами движений электронов относит. движений ядер и вращения молекулы как целого в полную энергию молекулы. Разложив оператор энергии по параметру $\sqrt{\gamma} = \sqrt[4]{m_e/M}$ (где m_e — масса электрона и M — величина, имеющая порядок массы ядер молекулы), М. Борн (M. Born) и Р. Оппенгеймер (R. Oppenheimer) в 1927 показали, что полную энергию молекулы приближённо можно представить в виде:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \gamma\mathcal{E}_2 + \gamma^2\mathcal{E}_4 + \ldots,$$

где член нулевого порядка соответствует электронной энергии, член 2-го порядка — колебательной и член 4-го порядка — вращательной (нечётные степени параметра $\sqrt{\gamma}$ обращаются в нуль). Возможность такого разложения связана с тем, что масса электрона много меньше массы ядер.

Из Б.—О. т. вытекает, что Шрёдингера ур-ние для молекулы можно решать независимо для электронов и для ядер. При этом электронную энергию с хорошим приближением можно рассматривать как ф-цию координат ядер (поскольку электроны из-за их малой массы движутся много быстрее ядер). Б.— О. т. лежит в основе квантовой химии: для расчёта электронных уровней энергии молекулы сначала обычно решают ур-ние Шрёдингера для электронов при нек-рой фиксированной конфигурации ядер, а затем находят решение ур-ния Шрёдингера для ядер. Др. важное следствие из Б.— О. т.— возможность рассмотрения потенциальной энергии молекулы как ф-ции координат ядер. На этом методе основана совр. теория колебаний многоатомных молекул, использующая гармонич. приближение и аппарат малых колебаний, модель атом-атомных потенциальных ф-ций и ряд др. классич. подходов (см. *Межатомное взаимодействие*).

Б.— О. т. иногда наз. *адиабатическим приближением* в применении к молекулам.

Лит. см. при ст. *Молекула*, *Квантовая химия*.

В. Г. Дашевский.

БО́РНОВСКОЕ ПРИБЛИЖЕ́НИЕ в квантовой механике и квантовой теории поля — приближённый метод вычисления амплитуд упругого рассеяния и неупругого взаимодействия микрочастиц в рамках *возмущений теории* в первом приближении по потенциалу взаимодействия. Метод сформулирован М. Борном (М. Born) в 1926. Применимость Б. п. для короткодействующих потенциалов определяется условием $\bar{U}R/\hbar v \ll 1$, где R — размер области действия потенциала, v — относит. скорость рассеиваемых частиц, $\bar{U}$ — ср. значение потенциала (в случае квантовой теории поля — энергии взаимодействия) в области с размером $\sim R$. Это условие означает, что время $\sim R/v$, к-рое частицы проводят в области взаимодействия, мало по сравнению со временем $\sim\hbar/\bar{U}$, за к-рое взаимодействие успевает сильно изменить состояние частиц. Для кулоновского поля Б. п. справедливо при условии $Z\alpha/\hbar v \ll 1$, где Z — ат. номер, $\alpha \approx {}^1/_{137}$ — постоянная тонкой структуры. Это означает, что скорость v частиц должна превышать скорость $v_{\text{к}} = Z\alpha/\hbar$ движения электрона на первой боровской орбите. Б. п. лучше выполняется при больших скоростях частиц. При произвольных v оно справедливо, если $|U(R)| \ll \hbar^2/mR^2$.

В нерелятивистской квантовой механике при справедливости Б. п. амплитуда упругого рассеяния действительна и равна

$$f = -\frac{m}{2\pi\hbar^2}\int U(r)\,e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}dV,$$

где $\hbar\mathbf{k} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f$ — изменение импульса в процессе рассеяния, $\mathbf{p}_i$ и $\mathbf{p}_f$ — импульсы рассеиваемых частиц до и после рассеяния, m — масса рассеиваемой частицы, $U(r)$ — потенциал взаимодействия (dV — элемент объёма).

Поскольку в общем случае амплитуда рассеяния является комплексной величиной, её действительность в Б. п. означает, что фазы рассеяния δ_l в состояние с орбитальным квантовым числом l должны быть малы. Для них в Б. п. справедливо выражение:

$$\delta_l = -\frac{\pi m}{\hbar}\int_0^\infty U(r)\,[J_{l+1/2}(kr)]^2\,r\,dr,$$

где $J_{l+1/2}$ — Бесселя функции (см. *Цилиндрические функции*).

Б. п. широко используется при анализе упругого и неупругого рассеяния и служит осн. методом извлечения информации о *формфакторах* элементарных частиц, атомов и атомных ядер.

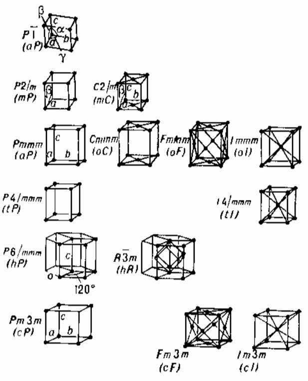
Л. И. Лапидус, М. В. Терентьев.

БРАВЕ́ РЕШЁТКИ — классификация решёток параллельных переносов, учитывающая как их точечную, так и параллельно-переносную симметрию. Всего существует 14 типов Б. р., названных по имени О. Браве (A. Bravais), строго обосновавшего эту классификацию. Решёткой наз. совокупность точек пространства (узлов) с целочисленными координатами относительно фиксированной системы координат, построенной на трёх базисных векторах $\boldsymbol{a}, \boldsymbol{b}, \boldsymbol{c}$ — осн. репере решётки. Решётка однозначно определяется осн. репером, однако осн. репер в данной решётке может быть выбран бесконечным числом способов и его связь с точечной группой симметрии решётки — её голоэдрией — не всегда явно видна. Поэтому для представления решёток используют репер Браве — систему координат, построенную на векторах решётки, совпадающих с наиб. симметричными в данной голоэдрии направлениями. Выбор таких векторов может быть неоднозначным и существуют дополнит. правила: сначала выбираются векторы, совпадающие с осями симметрии, затем — самые короткие векторы, не образующие острых

Сингония	Параметры репера Браве	Обозначения Браве решёток	
		международные	физические
Триклинная	a, b, c; α, β, γ — любые	aP	Γ_t
Моноклинная	a, b, c; $\alpha=\gamma$, $\beta\neq 90°$	mP, mC	Γ_m, Γ_m^b
Ромбическая	a, b, c; $\alpha=\beta=\gamma=90°$	oP, oC, oF, oI	Γ_o, Γ_o^b, Γ_o^v, Γ_o^f
Ромбоэдрическая	$a=b, c$; $\alpha=\beta=90°$, $\gamma=120°$	hR	Γ_{rh}
Тетрагональная	$a=b, c$; $\alpha=\beta=\gamma=90°$	tP, tI	Γ_q, Γ_q^v
Гексагональная	$a=b, c$; $\alpha=\beta=90°$, $\gamma=120°$	hP	Γ_h
Кубическая	$a=b=c$; $\alpha=\beta=\gamma=90°$	cP, cF, cI	Γ_c, Γ_c^f, Γ_c^v

углов между собой. Параметры реперов Браве (длины a, b, c, его векторов и углы α, β, γ между векторами $\boldsymbol{b}$ и $\boldsymbol{c}$, $\boldsymbol{a}$ и $\boldsymbol{c}$, $\boldsymbol{a}$ и $\boldsymbol{b}$ соответственно) в каждой из 7 сингоний (совокупностей решёток с одинаковой голоэдрией) имеют ограничения, указанные в табл., в к-рой также приведены обозначения всех Б. р., распределённые по соответств. сингониям.

Параллелепипед, построенный на репере Браве, наз. параллелепипедом Браве. Если узлы решётки находятся только в вершинах параллелепипеда Браве, то он и соответствующая ему решётка наз. примитивными (P-решётки). В нек-рых решётках в параллелепипед Браве попадают дополнит. узлы. Такие параллелепипеды (и решётки) возможны 4 сортов: 1) базоцентрированные C или бокоцентрированные $B(A)$ — дополнит. узлы в центрах граней, построенных на векторах



$\boldsymbol{a}$ и $\boldsymbol{b}$, $\boldsymbol{a}$ и $\boldsymbol{c}$, $\boldsymbol{b}$ и $\boldsymbol{c}$ соответственно и на параллельных им гранях; 2) дважды центрированные гексагональные (ромбоэдрические) R — дополнит. узлы на главной диагонали параллелепипеда Браве в точках с координатами ${}^2/_3$, ${}^1/_3$, ${}^1/_3$ и ${}^1/_3$, ${}^2/_3$, ${}^2/_3$; 3) гранецентрированные

F — дополнит. узлы в центрах всех граней параллелепипеда Браве; 4) объёмноцентрированные I — дополнит. узел в центре параллелепипеда Браве.

Две решётки относятся к одному и тому же типу Браве, если их параллелепипеды Браве одинаковы и имеют одинаковую центрировку. На рис. представлены все типы Б. р., причём в одной строке расположены решётки с одинаковыми параллелепипедами Браве, а в одном столбце — решётки с одинаковым типом центрировок. Около каждого параллелепипеда Браве указан символ соответствующей группы Браве — полной совокупности преобразований симметрии соответствующей решётки. Имеется 14 абстрактно-неизоморфных таких групп (14 из 73 симморфных фёдоровских групп).

Группы Браве — основа теоретико-группового определения типов Б. р.: две решётки относятся к одному и тому же типу Браве, если их полные группы преобразований симметрии изоморфны. В скобках на рис. приведены стандартные символы соответствующих типов Б. р. В двумерном случае (в случае плоскости) имеется 5 типов Б. р.: $p2$, $p2mm$, $c2mm$, $p4mm$, $p6mm$.

Название Б. р. данного типа складывается из названия голоэдрии и способа центрировки (напр., кубическая объёмноцентрированая решётка). Во всех решётках, исключая триклинные и моноклинные, выше приведённые правила ограничения параметров репера Браве обеспечивают его однозначность. Реперы Браве для ромбоэдрической и гексагональной голоэдрий совпадают, но для ромбоэдрической голоэдрии возможно собственно ромбоэдрич. описание: $a=b=c$, $\alpha=\beta=\gamma$. Во всякой моноклинной центрированной решётке параллелепипед Браве может быть выбран как объёмноцентрированным, так и базо- или бокоцентрированным.

Если все преобразования симметрии голоэдрии записать в виде матриц в осн. репере решётки, то получим конечную группу целочисленных унимодулярных матриц — арифметич. голоэдрию. Две решётки относятся к одному и тому же типу Браве, если их арифметич. голоэдрии целочисленно эквивалентны.

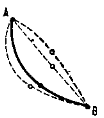
Б. р. широко используются в физике *твёрдого тела*, структурной *кристаллографии*. Точки, совпадающие с центрами атомов в идеальном кристалле, представляют собой одну (в простейшем случае) или несколько метрически одинаковых и параллельно расположенных, вставленных друг в друга решёток. Для определения типов Б. р. на ЭВМ наиболее приемлемым оказался алгоритм Делоне, основанный на более глубокой классификации решёток по 24 сортам.

Лит.: Браве О., Избр. научные труды, Л., 1974; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979; Галиулин Р. В., Кристаллографическая геометрия, М., 1984.

Б. К. Вайнштейн, Р. В. Галиулин.

БРА́УНОВСКОЕ ДВИЖЕ́НИЕ — см. *Броуновское движение*.

БРАХИСТОХРО́НА (от греч. bráchistos — кратчайший и chrónos — время) — кривая быстрейшего спуска, т. е. та из всевозможных кривых, соединяющих 2 данные точки A и B (см. рис.) потенциального силового поля, двигаясь вдоль которой под действием только сил поля с нач. скоростью, равной нулю, материальная точка придёт из положения A в B за кратчайшее время. При движении в однородном поле силы тяжести Б.— циклоида с горизонтальным основанием и точкой возврата, совпадающей с точкой A. Решение задачи о Б. послужило отправным пунктом для развития вариац. исчисления.



БРЕ́ЙТА — ВИ́ГНЕРА ФО́РМУЛА — описывает поведение сечения ядерной реакции или реакции между элементарными частицами вблизи резонансного значения энергии в случае изолир. резонанса (когда его ширина много меньше расстояния по энергии до др. резонансов с теми же квантовыми числами). Предложена Г. Брейтом (G. Breit) и Ю. Вигнером (E. Wigner) в 1936; наз. также дисперсионной ф-лой ввиду сходства с выражением, описывающим *дисперсию света*.

При взаимодействии налетающей частицы с ядром — мишенью — может образоваться *составное ядро* — нестабильная ядерная система, обладающая рядом квазистационарных уровней. Ширина уровня Γ связана с временем жизни τ квазистационарного состояния соотношением $\Gamma=\hbar/\tau$. Если энергия частицы в системе центра инерции близка к энергии $\mathcal{E}_0$ одного из уровней составного ядра, то вероятность образования составного ядра становится особенно большой, и сечения ядерных реакций резко возрастают, образуя резонансные максимумы. При этом (в случае изолир. резонанса) сечение реакции и определяется Б.— В. ф. Аналогичная ситуация имеет место при взаимодействии элементарных частиц, если их полная энергия в системе центра инерции (масса системы) близка к массе нестабильной частицы — *резонанса* с подходящими квантовыми числами (*спином*, *чётностью*, *странностью* и т. д.).

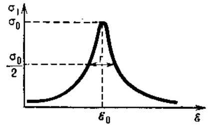


Рис. 1. Зависимость сечения σ резонансного рассеяния от энергии надающей частицы $\mathcal{E}$ в случае $l=0$.

Рассмотрим реакцию:

$$a+X\rightarrow C\rightarrow b+Y, \qquad (1)$$

идущую через составное ядро (или резонанс) C со спином I^C. Если во входном (a+X) и выходном (b+Y) каналах орбитальный момент $l=0$, то Б.— В. ф. для сечения реакции вблизи энергии резонанса $\mathcal{E}_0$ имеет вид (рис. 1, 2):

$$\sigma_{if}=\pi\lambda\!\!\!^{-}{}^2\,\frac{2I^C+1}{(2I_a+1)(2I_X+1)}\cdot\frac{\Gamma_i^C\cdot\Gamma_f^C}{(\mathcal{E}-\mathcal{E}_0)^2+\Gamma^2/4}\,. \qquad (2)$$

Здесь индексы i и f обозначают входной и выходной каналы, $\lambda\!\!\!^{-}=\hbar\left[(m_a+m_X)/2m_am_X\mathcal{E}\right]^{1/2}$ — длина *волны де Бройля*; $\mathcal{E}$ — кинетич. энергия частиц a и X в системе центра инерции; m_a, I_a, m_X, I_X — массы и спины частиц a и X; Γ_i^C, Γ_f^C — парциальные ширины уровня составного ядра C, связанные с вероятностями его распада по каналам i и f, $\Gamma=\sum\Gamma_i$ — полная ширина уровня.

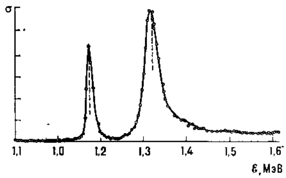


Рис. 2. Ход сечения σ реакции $^{14}C(p, n)^{14}N$; два максимума отвечают двум уровням энергии составного ядра ^{15}N.

Ядерные ширины меняются в зависимости от энергии возбуждения и массы ядра в пределах от 0,1 эВ до сотен кэВ. Для элементарных частиц полные ширины лежат в интервале от неск. десятков кэВ до сотен МэВ. Парциальные ширины не зависят от способа образования составного ядра. Ширины сами являются ф-циями энергии $\mathcal{E}$. Обычно, когда $\mathcal{E}_0$ не мало, этим можно пренебречь. Если же $\mathcal{E}_0\rightarrow 0$, то следует учитывать, что $\Gamma\sim\sqrt{\mathcal{E}}$. Ф-ла (2) справедлива и при $l\neq 0$, если в набор квантовых чисел, описывающих каналы i и f, включать спины и орбитальные моменты каналов. Брейт-вигнеровскому поведению сечения (2) с теоретич. точки зрения отвечает полюсная особенность амплитуды процесса на нефиз. листе при $\mathscr{E}=\mathscr{E}_0-i\Gamma/2$ (см. *Матрица рассеяния*). Предположения о наличии такой особенности вместе с условием унитарности оказывается достаточным для получения Б.— В. ф., причём наличие особенности в одном из каналов автоматически приводит к такой же особенности во всех связанных с ним кана-

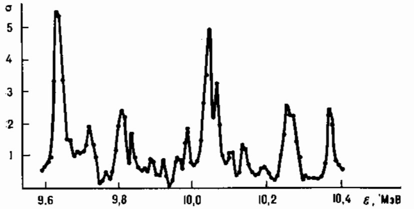


Рис. 3. Эриксоновские флуктуации в ходе сечения σ реакции $^{35}Cl\,(p,\,\alpha)\,^{32}S$.

лах. Тот факт, что полюс амплитуды рассеяния расположен на нефиз. листе, выражается в непостоянстве Γ. Амплитуда реакции, соответствующая Б.— В. ф., имеет вид (для орбитального квантового числа $l=0$):

$$f_{if}=\frac{1}{\sqrt{k_i k_f}}\frac{\sqrt{\Gamma_i/2}\sqrt{\Gamma_f/2}}{\mathscr{E}-\mathscr{E}_0+i\Gamma/2}. \qquad (3)$$

Здесь k_i, k_f — импульсы относит. движения частиц в каналах i и f. Разбиение числителя в (3) на множители, соответствующие разным каналам, отвечает процессу столкновения, происходящему в 2 стадии: образования составного ядра в определ. квазистационарном состоянии и его распада по тому или иному каналу.

В случае упругого рассеяния следует учитывать нерезонансный фон, называемый обычно **потенциальным рассеянием**. Если резонанс осуществляется в волне с орбитальным моментом l, то амплитуда упругого рассеяния

$$f_{if}=f_{ii}^{(0)}(\theta)-\frac{2l+1}{k_i}\times$$

$$\times\frac{(\Gamma_i/2)\,e^{2i\delta_l^0}}{\mathscr{E}-\mathscr{E}_0+i\Gamma/2}P_l(\cos\theta). \quad (4)$$

Здесь $f_{ii}^{(0)}$ — амплитуда потенциального рассеяния, δ_l^0 — фаза потенциального рассеяния, θ — угол рассеяния, P_l — полином Лежандра.

Б.— В. ф., являющаяся одним из первых количественных результатов теоретич. ядерной физики, сыграла важную роль в развитии ядерной физики и физики элементарных частиц. В ядерной физике она применяется во всех случаях, когда уровни составного ядра не перекрываются [1, 2].

При исследовании элементарных частиц — *резонансов* их наиб. строгим определением является наличие брейт-вигнеровской особенности в амплитуде рассеяния в состоянии с определ. значениями полного момента, чётности, изоспина и др. квантовых чисел. Непосредств. применение Б.— В. ф. при анализе взаимодействий элементарных частиц, как правило, затруднено из-за нерезонансного фона и большой ширины резонансов. В таких случаях наличие резонансов определяется по петлям на т. н. диаграмме Аргана [3].

Б.— В. ф. может быть обобщена на случай перекрывающихся уровней [4, 5]. В этом случае полная ширина уровня $\Gamma\neq\sum\Gamma_j$. На этом пути получено описание т. н. **входных состояний**, отвечающих широкому резонансу на фоне множества узких [5]. Если ширина Γ уровней гораздо больше, чем расстояние между соседними уровнями, то в энергетич. и угловой зависимости сечений ядерной реакции возникает тонкая структура нерезонансного типа (**эриксоновские флуктуации**, рис. 3). Их исследование даёт информацию о ср. ширине Γ перекрывающихся уровней [6].

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; 2) Ядерные реакции, пер. с англ., т. 1, М., 1962, гл. 5—6; 3) Никитиу Ф., Фазовый анализ в физике ядерных взаимодействий, пер. с рум., М., 1983; 4) Кобзарев И. Ю., Теория перекрывающихся резонансов, М., 1971; 5) Шапиро И. С., Перекрывающиеся уровни и гигантские резонансы, в сб.: Проблемы современной ядерной физики, М., 1971; 6) Эриксон Т., Майер-Куиук Т., Флуктуации в ядерных реакциях, «УФН», 1967, т. 92, с. 271.

В. М. Колыбасов.

БРИЛЛЮЭНА ЗОНА — ячейка *обратной решётки* кристалла, содержащая все трансляционно-неэквивалентные точки. Поскольку состояния *квазичастиц* твёрдого тела, в к-рых значения *квазиимпульсов* $\boldsymbol{p}$ отличаются на один из векторов трансляции обратной

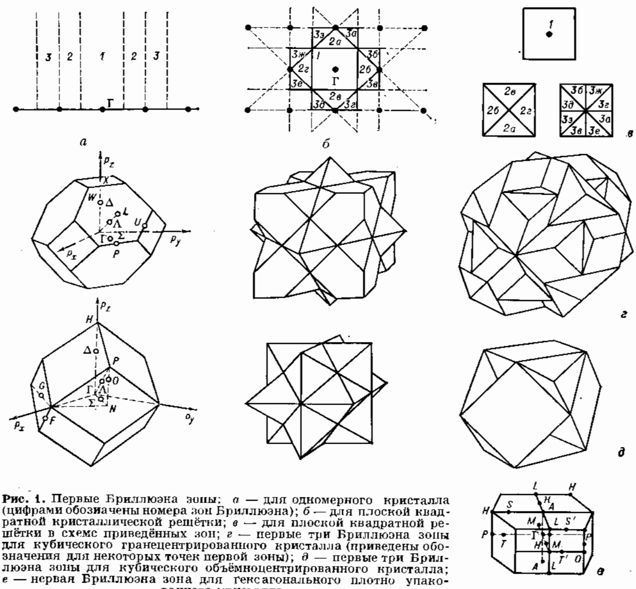


Рис. 1. Первые Бриллюэна зоны: *а* — для одномерного кристалла (цифрами обозначены номера зон Бриллюэна); *б* — для плоской квадратной кристаллической решётки; *в* — для плоской квадратной решётки в схеме приведённых зон; *г* — первые три Бриллюэна зоны для кубического гранецентрированного кристалла (приведены обозначения для некоторых точек первой зоны); *д* — первые три Бриллюэна зоны для кубического объёмноцентрированного кристалла; *е* — первая Бриллюэна зона для гексагонального плотно упакованного кристалла.

решётки, являются эквивалентными, то Б. з. выделяет в пространстве квазиимпульсов области, включающие в себя все неэквивалентные значения квазиимпульсов $\boldsymbol{p}$, характеризующих состояние квазичастиц.

Структура Б. з. определяется только строением кристалла и не зависит от рода частиц, образующих кристалл, или от их межатомного взаимодействия. Обычно границы Б. з. определяют условием:

$$2\boldsymbol{kb}+b^2=0,\ \boldsymbol{k}=\boldsymbol{p}/\hbar, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{b}$ — вектор обратной решётки. При этом Б. з. представляют собой многогранники в обратном пространстве, границами к-рых являются плоскости, проходящие через середины прямых (перпендикулярно к ним), соединяющих точку начала отсчёта Г ($\boldsymbol{b}=0$) с трансляционно-эквивалентными ей точками обратной решётки (рис. 1, *а*).

При таком построении участки одной и той же зоны оказываются отделёнными друг от друга (рис. 1, *б*). Этой особенности можно избежать при переходе к т. н. приведённой зоне — разл. участки одной Б. з. сдвигаются на векторы трансляции обратной решётки и зона оказывается односвязной (рис. 1, *в*). В результате «приведения» очевидно, что каждая зона совпадает с элементарной ячейкой обратной решётки (*Вигнера — Зейтца ячейкой*), т. е. фактически с первой Б. з. (объёмы всех Б. з. равны). Осн. интерес представляет, как правило, первая Б. з.— область обратного пространства, лежащая ближе к точке $\boldsymbol{b}=0$, чем к любой другой трансляционно-эквивалентной ей точке в обратной решётке. Нек-рые точки Б. з. высокой симметрии имеют спец. обозначения. Так, напр., для первой Б. з. гранецентрированного кубического (ГЦК) кристалла (рис. 1, *г*) центр обозначается как Г, вершины — W, центр шестиугольной грани — L, центры квадратных граней — X и т. д. (рис. 1, *д—е*).

Соотношения (1), определяющие границы Б. з., эквивалентны *Брэгга — Вульфа условию* для интерференционных максимумов при рассеянии рентг. лучей в кристалле. Это позволяет восстановить по рентгенограмме кристалла его Б. з. и тем самым структуру кристалла. Б. з. используются при определении закона дисперсии для квазичастиц в кристалле (электронов, *фононов*, *магнонов* и пр.), поскольку энергия квазичастиц, согласно *Блоха теореме*, является периодич. ф-цией квазиимпульса, т. е. периодична в обратной решётке (см. *Зонная теория*).

При расчёте энергетич. спектра квазичастиц (энергетич. зон) используются схемы приведённой зоны

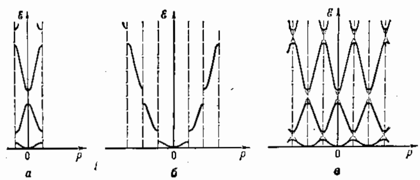


Рис. 2. Пример энергетического спектра $\mathcal{E}(p)$ для квазичастицы в одномерном кристалле с Бриллюэна зоной, показанной на рис. 1, *а*: *а* — схема приведённой зоны; *б* — схема расширенной зоны; *в* — периодическая зонная схема.

(все энергетич. зоны, отделённые друг от друга энергетич. щелями, размещаются в первой Б. з.), схемы расширенной зоны (разл. энергетич. зоны размещаются в обратном пространстве в разл. Б. з.) и т. н. периодич. зонная схема (каждая энергетич. зона периодически повторяется во всех Б. з.). Эти три схемы проиллюстрированы на рис. 2 на примере трёх первых энергетич. зон для одномерного кристалла, Б. з. к-рого приведены на рис. 1, *а*.

Для фермиевских квазичастиц в кристаллах, напр. электронов проводимости и дырок, важно относит. расположение *ферми-поверхности* в Б. з. При разл. взаимных конфигурациях возникают понятия заполненных и незаполненных энергетич. зон, зоны проводимости, запрещённой зоны, валентной зоны, открытых и замкнутых траекторий носителей заряда. В нек-рых кристаллах близость ферми-поверхности к границе Б. з. может приводить к структурным фазовым переходам и образованию гетерофазных структур (напр., структурные α-, β-, γ-переходы в *сплавах*).

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; Анималу А., Квантовая теория кристаллических твердых тел, пер. с англ., М., 1981. *А. Э. Мейерович.*

БРОМ (от греч. brómos — зловоние; лат. Bromum), Br,— хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 35, ат. масса 79,904, относится к галогенам. Природный Б. состоит из двух стабильных изотопов ^{79}Br (50,54%) и ^{81}Br (49,46%); β^--радиоактивный ^{82}Br ($T_{1/2}=35{,}34$ ч) используют в качестве радиоактивного индикатора. Конфигурация внеш. электронной оболочки $4s^2p^5$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 11,84; 21,80; 35,90; 47,3; 59,7 эВ. Ковалентный радиус 0,114 нм, радиус иона Br^- 0,196 нм. Значение электроотрицательности 2,8.

Молекула Б. двухатомна. Заметная диссоциация молекул Br_2 на атомы наблюдается при 800 °С (0,16%) и увеличивается с ростом темп-ры. Диаметр молекулы Br_2 0,323 нм.

При обычных условиях Б.— тяжёлая легколетучая сильно ядовитая жидкость красно-бурого цвета с резким запахом, $t_{пл}$ —7,25 °С, $t_{кип}$ 58,78 °С, плотность 3,102 кг/дм^3 (25 °С), теплота плавления 66,2 кДж/кг, атомная теплоёмкость жидкого Б. 36 Дж/моль·К (в интервале темп-р 13—45°С), твёрдого — 23,4 Дж/моль·К (при темп-рах от —192 до —108 °С). Б. хорошо растворим в органич. растворителях. При взаимодействии с водой образует бромистоводородную HBr и бромноватистую HBrO к-ты.

По хим. свойствам аналогичен др. галогенам. Осн. степени окисления —1 и +5; возможны степени окисления +1, +3, +4, +6 и +7. Соединения Б. широко применяют в фотографии, медицине и др.

Лит.: Полянский Н. Г., Аналитическая химия брома, М., 1980. *С. С. Бердоносов.*

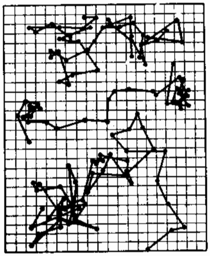
БРО́УНОВСКОЕ ДВИЖЕ́НИЕ (брауновское движение) — беспорядочное движение малых частиц, взвешенных в жидкости или газе, происходящее под действием ударов молекул окружающей среды. Исследовано в 1827 Р. Броуном (Браун; R. Brown), к-рый наблюдал в микроскоп движение цветочной пыльцы, взвешенной в воде. Наблюдаемые частицы (броуновские) размером ~1 мкм и менее совершают неупорядоченные независимые движения, описывая сложные зигзагообразные траектории. Интенсивность Б. д. не зависит от времени, но возрастает с ростом темп-ры среды, уменьшением её вязкости и размеров частиц (независимо от их хим. природы). Полная теория Б. д. была дана А. Эйнштейном (A. Einstein) и М. Смолуховским (M. Smoluchowski) в 1905—06.

Причины Б. д.— тепловое движение молекул среды и отсутствие точной компенсации ударов, испытываемых частицей со стороны окружающих её молекул, т. е. Б. д. обусловлено *флуктуациями* давления. Удары молекул среды приводят частицу в беспорядочное движение: скорость её быстро меняется по величине и направлению. Если фиксировать положение частиц через небольшие равные промежутки времени, то построенная таким методом траектория оказывается чрезвычайно сложной и запутанной (рис.).

Б. д.— наиб. наглядное эксперим. подтверждение представлений молекулярно-кинетич. теории о хаотич. тепловом движении атомов и молекул. Если промежуток наблюдения τ достаточно велик, чтобы силы, действующие на частицу со стороны молекул среды, много раз меняли своё направление, то ср. квадрат проекции её смещения $\overline{\Delta x^2}$ на к.-л. ось (в отсутствие др. внеш. сил) пропорционален времени τ (закон Эйнштейна):

$$\overline{\Delta x^2} = 2D\tau, \qquad (1)$$

где D — коэф. диффузии броуновской частицы. Для сферич. частиц радиусом a: $D = kT/6\pi\eta a$ (T — абс. темп-ра, η — динамич. вязкость среды). При выводе закона Эйнштейна предполагается, что смещения частицы в любом направлении равновероятны и что можно пренебречь инерцией броуновской частицы по сравнению с влиянием сил трения (это допустимо для достаточно больших τ). Ф-ла для коэф. D основана на применении *Стокса закона* для гидродинамич. сопротивления движению сферы радиусом a в вязкой жидкости. Соотношения для $\overline{\Delta x^2}$ и D были экспериментально подтверждены измерениями Ж. Перрена (J. Perrin) и Т. Сведберга (T. Svedberg). Из этих измерений экспериментально определены постоянная Больцмана k и *Авогадро постоянная* N_A.



Броуновское движение трёх частиц гуммигута в воде (по Перрену). Точками отмечены положения частиц через каждые 30 с. Радиус частиц 0,52 мкм, расстояния между делениями сетки 3,4 мкм.

Кроме поступательного Б. д., существует также вращательное Б. д. — беспорядочное вращение броуновской частицы под влиянием ударов молекул среды. Для вращат. Б. д. ср. квадратичное угловое смещение частицы $\overline{\Delta\varphi^2}$ пропорционально времени наблюдения

$$\overline{\Delta\varphi^2} = 2D_{\text{вр}}\tau, \qquad (2)$$

где $D_{\text{вр}}$ — коэф. диффузии вращат. Б. д., равный для сферич. частицы: $D_{\text{вр}} = kT/8\pi\eta a^3$. Эти соотношения были также подтверждены опытами Перрена, хотя этот эффект гораздо труднее наблюдать, чем поступательное Б. д.

Теория Б. д. исходит из представления о движении частицы под влиянием «с л у ч а й н о й» о б о б щ ё н н о й с и л ы $f(t)$, к-рая описывает влияние ударов молекул и в среднем равна нулю, с и с т е м а т и ч. в н е ш. с и л ы X, к-рая может зависеть от времени, и силы трения $-h\dot{x}$, возникающей при движении частицы в среде со скоростью $\dot{x}$. Ур-ние случайного движения броуновской частицы — *Ланжевена уравнение* — имеет вид:

$$m\ddot{x} + h\dot{x} = X + f(t), \qquad (3)$$

где m — масса частицы (или, если x — угол, её момент инерции), h — коэф. трения при движении частицы в среде. Для достаточно больших промежутков времени ($\tau \gg m/h$) инерцией частицы (т. е. членом $m\ddot{x}$) можно пренебречь и, проинтегрировав ур-ние Ланжевена при условии, что ср. произведение импульсов случайной силы для неперекрывающихся промежутков времени равно нулю, найти ср. квадрат флуктуаций $\overline{\Delta x^2}$, т. е. вывести соотношение Эйнштейна. В более общей задаче теории Б. д. последовательность значений координат и импульсов частиц через равные промежутки времени рассматривается как *марковский случайный процесс*, что является др. формулировкой предположения о независимости толчков, испытываемых частицами в разные неперекрывающиеся промежутки времени. В этом случае вероятность состояния x в момент t полностью определяется вероятностью состояния x_0 в момент t_0 и можно ввести ф-цию $w(t_0, x_0; t, x)$ — плотность вероятности перехода из состояния x_0 в состояние, для к-рого x лежит в пределах $x, x+dx$ в момент времени t. Плотность вероятности удовлетворяет интегральному ур-нию Смолуховского, к-рое выражает отсутствие «памяти» о нач. состоянии для случайного марковского процесса. Это ур-ние для многих задач теории Б. д. можно свести к дифференц. *Фоккера — Планка уравнению* в частных производных — обобщённому ур-нию диффузии в *фазовом пространстве*. Поэтому решение задач теории Б. д. можно свести к интегрированию Фоккера — Планка ур-ния при определ. граничных и нач. условиях. Матем. моделью Б. д. является *винеровский случайный процесс*.

Статистич. механика *неравновесных процессов* позволяет выразить коэф. трения броуновской частицы в среде через интеграл по времени от временно́й корреляц. ф-ции действующих на неё сил [Дж. Кирквуд (J. G. Kirkwood), 1946, Лебовиц (J. L. Lebowitz) и Рубин (E. Rubin), 1963]. Методы теории Б. д. оказали большое влияние на статистич. теорию неравновесных процессов в жидкостях [Дж. Кирквуд, М. Грин (M. S. Green), 1952, 1954]. Выражения для *кинетических коэффициентов* жидкости (вязкости, диффузии, теплопроводности) через корреляц. ф-ции потоков (*Грина — Кубо формулы*) тесно связаны с ф-лой Эйнштейна для среднего квадрата смещения.

Теория Б. д. имеет принципиальное значение, она проясняет статистич. природу *второго начала термодинамики* и показывает границы его применимости. Она позволила уточнить критерии обратимости или необратимости молекулярных процессов и показать, что различие между ними не носит абс. характера. По Смолуховскому, процесс является необратимым, если переход из рассматриваемого состояния в исходное требует большого времени, и обратимым, если время возврата невелико. Смолуховскому удалось оценить время возврата, к-рое относится к экспериментально наблюдаемому параметру, т. е. является характеристикой макросостояния, а не микросостояния.

Теория Б. д. находит приложение в физ. химии дисперсных систем, на ней основаны кинетич. теория коагуляции растворов (М. Смолуховский, 1916), теория седиментац. равновесия (равновесия дисперсных систем в поле тяготения или в поле центробежной силы). В *метрологии* Б. д. рассматривают как осн. фактор, ограничивающий точность чувствит. измерит. приборов. Предел точности измерений оказывается достигнутым, когда флуктуационное (броуновское) смещение подвижных частей измерительного прибора по порядку величины совпадёт со смещением, вызванным измеряемым эффектом.

Лит.: Э й н ш т е й н А., С м о л у х о в с к и й М., Броуновское движение. Сб. ст., [пер. с нем. и франц.], М.— Л., 1936; Ч а н д р а с е к а р С., Стохастические проблемы в физике и астрономии, пер. с англ., М., 1947; И с и х а р а А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973; Х и р К., Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы, пер. с англ., М., 1976, гл. 10; L a x M., Fluctuations from the nonequilibrium steady state, «Revs Mod. Phys.», 1960, v. 32, p. 25; K i r k w o o d J. G., The statistical mechanical theory of transport processes. I, «J. Chem. Phys.», 1946, v. 14, p. 180; L e b o w i t z J. L., R u b i n E., Dynamical study of Brownian motion, «Phys. Rev.», 1963, v. 131, p. 2381; G r e e n M. S., Markoff random processes and the statistical mechanics of time-dependent phenomena. I—II, «J. Chem. Phys.», 1952, v. 20, p. 1281; 1954, v. 22, p. 398.

Д. Н. Зубарев.

БРУ́КСА — ХЕ́РРИНГА ФО́РМУЛА — определяет время свободного пробега носителей заряда в *полупроводниках* в условиях, когда рассеяние носителей происходит преимущественно на ионизованных примесях (низкие темп-ры, высокие концентрации примесей). Б.— Х. ф. имеет вид:

$$\tau(\mathcal{E}) = \frac{\varepsilon^2 \sqrt{2m^* \mathcal{E}^3}}{\pi e^4 N \Phi(x)},$$

где τ — время свободного пробега носителя заряда с энергией $\mathcal{E}$; e — заряд электрона, ε — диэлектрич.

проницаемость, m^* — *эффективная масса* носителей, N — концентрация примесей, $\Phi(x)=\ln(1+x)-x/(1+x)$, где $x=8m^*\mathcal{E}/\hbar^2q^2$, q — величина, обратная *дебаевскому радиусу экранирования*. Из Б.— Х. ф. следует, что рассеяние на ионизованных примесях становится более эффективным при малых энергиях носителей и, следовательно, при низких темп-рах.

Б.—Х. ф. получена в *борновском приближении* теории столкновений с учётом экранирования примесей свободными носителями. При её выводе предполагается, что примеси расположены в кристаллич. решётке беспорядочно (см. *Рассеяние носителей заряда*).

Лит.: Brooks H., Scattering by ionized impurities in semiconductors, «Phys. Rev.», 1951, v. 83, p. 879; его же, Theory of the electrical properties of Germanium and Silicon, в кн.: Advances in electronics and electron physics, ed. by L. Marton, v. 7, N.Y., 1955, p. 85; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977.

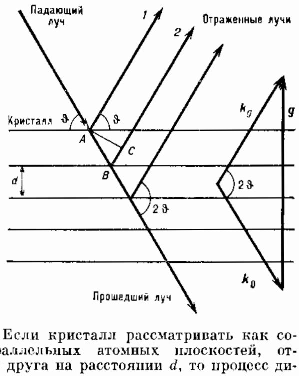
Э. М. Эпштейн.

БРУС в сопротивлении материалов — деформируемое твёрдое тело, поперечные размеры к-рого много меньше продольного. Линия, соединяющая центры тяжести поперечных сечений Б., наз. осью Б. В зависимости от формы Б. могут быть ломаные, кривые; если ось Б. прямолинейна, Б. наз. прямым. Прямой Б. пост. сечения наз. стержнем, Б., работающий на изгиб,— балкой.

Б. часто встречаются в качестве элемента конструкции, сооружения или машины, поэтому разработаны спец. методы расчёта напряжений и деформаций Б. Типичной для расчёта Б. является гипотеза плоских сечений: при растяжении, сжатии, кручении или изгибе Б. его поперечное сечение, составленное из материальных частиц, остаётся плоским и перпендикулярным деформированной оси Б. (см. *Изгиб, Кручение*). В ряде случаев сложную конструкцию удлинённой формы (корабль, крыло самолёта, телебашню и др.) для оценки суммарных деформаций также рассчитывают как Б.

В. С. Ленский.

БРЭГГА — ВУ́ЛЬФА УСЛО́ВИЕ — определяет направление возникновения дифракц. максимумов упруго рассеянного на кристалле рентг. излучения. Выведено в 1913 независимо У. Л. Брэггом (W. L. Bragg) и



Отражение излучения от системы атомных плоскостей. $AB+BC=2d\sin\vartheta$ — разность хода между лучами *1* и *2*; 2ϑ — угол между падающим и отраженным лучами.

Г. В. Вульфом. Если кристалл рассматривать как совокупность параллельных атомных плоскостей, отстоящих друг от друга на расстоянии d, то процесс дифракции можно представить как отражение излучения от системы этих плоскостей. Максимумы интенсивности (дифракционные максимумы) возникают при этом только в тех направлениях, в к-рых все отражённые данной системой атомных плоскостей волны имеют одинаковые фазы. Это возможно, если разность хода $AB+BC$ между двумя отражёнными от соседних плоскостей волнами, равная $2d\sin\vartheta$ (рис.), кратна целому числу длин волн λ. Т. о., Б.— В. у. имеет вид:

$$2d\sin\vartheta=n\lambda, \qquad (1)$$

где целое положит. число n наз. порядком отражения, ϑ — угол скольжения падающего луча. Если ϑ удовлетворяет условию (1), то он наз. углом Брэгга. Дифракц. луч распространяется под углом 2ϑ к первичному лучу. Б.— В. у. для каждой данной системы атомных плоскостей можно получить из общих условий интерференции на трёхмерной решётке, выбирая соответствующим образом систему координат (см. *Дифракция рентгеновских лучей*).

Б.— В. у. позволяет определять межплоскостные расстояния d в кристалле, т. к. λ обычно известна, а углы ϑ измеряются экспериментально. Условие (1) получено без учёта эффекта преломления для безграничного кристалла, имеющего идеально-периодическое строение. В действительности дифрагированное излучение распространяется в конечном угловом интервале $\vartheta\pm\Delta\vartheta$, причём ширина этого интервала определяется в кинематич. приближении числом отражающих атомных плоскостей (т. е. пропорциональна линейным размерам кристалла), аналогично числу штрихов дифракционной решётки. При динамич. дифракции величина $\Delta\vartheta$ зависит также от величины взаимодействия рентгеновского излучения с атомами кристалла (см. *Поляризуемость рентгеновская*). Искажения решётки кристалла в зависимости от их характера ведут к изменению угла ϑ, или возрастанию $\Delta\vartheta$, или к тому и другому одновременно.

Б.—В. у. является исходным пунктом исследований в *рентгеновском структурном анализе, рентгенографии материалов, рентгеновской топографии.*

Б.— В. у. можно дать наглядную векторную трактовку. Дифракция возникает при выполнении условия (рис.):

$$\boldsymbol{k}_g=\boldsymbol{k}_0+\boldsymbol{g}, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{k}_g$, $\boldsymbol{k}_0$ — волновые векторы первичной и дифрагированной волн соответственно, $\boldsymbol{g}$ — вектор обратной решётки; $|\boldsymbol{k}_0|=|\boldsymbol{k}_g|$, $|\boldsymbol{g}|=2\pi/d$. Условие (2) выражает закон сохранения *квазиимпульса* в периодич. среде и эквивалентно условию (1).

Б.— В. у. остаётся справедливым при дифракции γ-излучения, электронов и нейтронов в кристаллах (см. *Дифракция частиц*), при дифракции в слоистых и периодич. структурах излучения радио- и оптического диапазонов, а также звука.

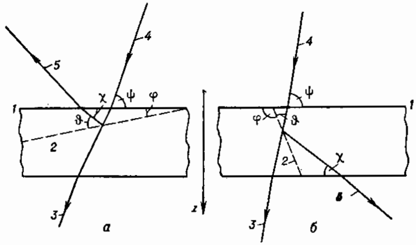
В нелинейной оптике и квантовой электронике при описании параметрических и неупругих процессов применяются разл. условия пространственного *синхронизма* волн, близкие по смыслу Б.— В. у.

А. В. Колпаков.

БРЭ́ГГОВСКОЕ ОТРАЖЕ́НИЕ — схемы *дифракции рентгеновских лучей*, при к-рой падающий и дифракционный лучи лежат по одну сторону от поверхности кристалла (рис., *а*). В том случае, когда падающий и дифракционный лучи находятся по разные стороны кристаллич. пластины (рис., *б*), имеет место лауэвское прохождение (Л. п.). Если угол φ между системой атомных плоскостей, находящихся в отражающем положении, и входной поверхностью кристалла равен нулю, то Б. о. наз. симметричным, в остальных случаях — асимметричным. При $\varphi=\pi/2$ имеет место симметричное Л. п.

Б. о. и Л. п. являются простейшими фундам. задачами динамич. дифракции рентг. лучей, полностью выявляющими её осн. особенности. Введение в рассмотрение схем Б. о. и Л. п. имеет смысл только для двухлучевой динамич. дифракции. При многолучевой дифракции одновременно имеются и отражённые и прошедшие дифракц. лучи, к-рые могут взаимодействовать, что не позволяет выделять к.-л. простейшие схемы. При кинематич. дифракции, когда обратным влиянием дифракц. луча на проходящий можно пренебречь, различие между Б. о. и Л. п. исчезает.

Для Б. о. и Л. п. резко отличаются структура волнового поля внутри кристалла и коэффициенты отражения. Каждой из этих схем присущи свои специфич. эффекты, связанные с разл. характером обратной связи между дифракционной и проходящей волнами.



Схемы взаимного расположения входной поверхности *1* кристаллической пластинки, системы атомных плоскостей *2*, находящейся в отражающем положении, прошедшего *3*, падающего *4* и дифракционного *5* лучей: *а* — для асимметричного брэгговского отражения; *б* — для асимметричного лауэвского прохождения; ϑ — угол Брэгга.

При Б. о. дифракционная и проходящая волны имеют противоположно направленные относительно оси z проекции векторов потоков энергии (активная связь). В случае Л. п. эти связанные волны имеют одинаково направленные вдоль оси z проекции потока энергии (пассивная связь).

Непосредств. перехода Б. о. в Л. п. и обратно, напр. за счёт изменения длины волны излучения, нет. Это связано с тем, что при углах χ (рис., *а*, *б*), попадающих в интервал $-\vartheta_к \leqslant \chi \leqslant \vartheta_к$, где $\vartheta_к$ — критич. угол полного внеш. отражения (см. *Поляризуемость рентгеновская*), часть интенсивности дифракц. луча испытывает полное внеш. отражение. При этом поле в кристалле меняет свою структуру и исходная двухлучевая конфигурация превращается в трёхлучевую (т. н. резко асимметричная дифракция). Аналогичная ситуация возникает также при малых углах скольжения $\psi \leqslant \vartheta_к$ падающего на кристалл луча.

Для электронов возможность реализации условий Л. п. и Б. о. зависит от энергии частиц. В *электронной микроскопии* при ускоряющих напряжениях $\sim 10^5$ В из-за малой величины угла Брэгга $\vartheta \sim 1-2°$ обычно имеют место Л. п. Наблюдение Б. о. возможно при анализе поверхностей твёрдых тел методом дифракции медленных электронов с энергиями $\sim 10-100$ эВ.

Лит.: см. при ст. *Дифракция рентгеновских лучей*.

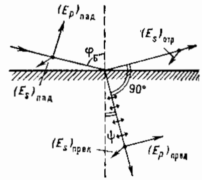
А. В. Колпаков.

БРЭКЕТА СЕ́РИЯ — спектральная серия атома водорода, лежащая в ИК-области спектра. Открыта Ф. Брэкетом (F. Brackett) в 1922. См. *Атом*, *Атомные спектры*, *Спектральная серия*.

БРЮСТЕРА ЗАКО́Н — соотношение между показателем преломления n диэлектрика и таким углом падения $\varphi_Б$ на него естественного (неполяризованного) света, при к-ром отражённый от поверхности диэлектрика свет полностью поляризован. При этом отражается только компонента E_s электрич. вектора световой волны, перпендикулярная плоскости падения, т. е. параллельная поверхности раздела; компонента E_p, лежащая в плоскости падения, не отражается, а преломляется (рис.). Это происходит при условии $\operatorname{tg}\varphi_Б = n$. Угол $\varphi_Б$ наз. угломБрюстера. Поскольку в силу закона преломления $\sin\varphi_Б/\sin\psi = n$, где ψ — угол преломления, то из Б. з. следует $\cos\varphi_Б = \sin\psi$ или $\varphi_Б + \psi = 90°$, т. е. угол между отражённым и преломлённым лучами составляет 90°. Б. з. установлен Д. Брюстером (D. Brewster) в 1815.

Б. з. можно получить из *Френеля формул* для прохождения света через границу двух диэлектриков.

Простейшее физ. истолкование Б. з. состоит в следующем: электрич. поле падающей волны вызывает в диэлектрике колебания электронов, направление к-рых совпадает с направлением электрич. вектора преломлённой волны $E_{прел}$. Эти колебания возбуждают на поверхности раздела отражённую волну $E_{отр}$, распространяющуюся от диэлектрика. Но линейно колеблющийся электрон не излучает энергии в направлении своих колебаний. А поскольку при выполнении Б. з. отражённый луч перпендикулярен преломлённому, то отражённая волна для колебаний в плоскости падения не получает никакой энергии. Т. о., в отражённой волне колебания электрич. поля $(E_s)_{отр}$ происходят только в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.



Если среда, на к-рую падает свет, поглощающая, то ни при каком угле падения не достигается полная поляризация света. Б. з. выполняется недостаточно строго из-за существования очень тонкого переходного слоя на отражающей поверхности раздела двух сред, в к-ром дипольные моменты молекул ориентированы иначе, чем внутри диэлектрика. Измерение деполяризации света, отражённого при $\varphi_Б$, используется для изучения свойств тонких плёнок.

БРЮСТЕРА У́ГОЛ — угол падения светового луча, при к-ром отражённый от диэлектрика свет полностью поляризован. См. *Брюстера закон*, *Отражение света*.

БУГЕ́РА — ЛА́МБЕРТА — БЕ́РА ЗАКО́Н — определяет ослабление пучка монохроматич. света при его распространении через поглощающую среду, в частном случае — через раствор поглощающего вещества в непоглощающем растворителе. Пучок монохроматич. света интенсивностью I_0, пройдя через слой поглощающего вещества толщиной l, выходит ослабленным до интенсивности I, определяемой выражением

$$I = I_0 e^{-k_\lambda l},$$

где k_λ — показатель поглощения — коэф., характеризующий свойства вещества; k_λ зависит от длины волны λ поглощаемого света, и эта зависимость наз. спектром поглощения вещества. Б.—Л.—Б. з. экспериментально установлен в 1729 П. Бугером (P. Bouguer), в 1760 теоретически выведен И. Г. Ламбертом (J. H. Lambert) при очень простых предположениях: при прохождении любого слоя вещества относит. изменение интенсивности монохроматич. света dI/I зависит только от показателя поглощения k_λ и толщины слоя l, т. е. $dI/I = -k_\lambda l$. Решением этого ур-ния и является Б.—Л.—Б. з. Физ. смысл его состоит в утверждении независимости процесса потери фотонов от их плотности в световом пучке, т. е. от интенсивности света, проходящего через вещество. Это утверждение равносильно утверждению независимости числа поглощающих свет центров (атомов, молекул) от интенсивности света. Однако при очень больших интенсивностях света, когда ср. время между актами поглощения, приводящими к возбуждению атома или молекулы, сравнимо с временем жизни атома (молекулы) в возбуждённом состоянии, справедливость последнего утверждения нарушается и Б.—Л.—Б. з. перестаёт быть справедливым. Возможны и др. механизмы отклонения от Б.—Л.—Б. з. при очень сильных световых потоках, напр. *многофотонное поглощение*. Интенсивности света, необходимые для наблюдения отклонений от Б.—Л.— б. з., достижимы, напр., в сфокусир. пучках импульсных лазеров.

Применительно к *поглощению света* растворами поглощающих веществ в непоглощающих растворителях показатель поглощения в Б.—Л.—Б. з. может быть записан в виде $k_\lambda = \varkappa_\lambda C$, где C — концентрация растворённого вещества, а $\varkappa_\lambda$ — коэф., не зависящий от C и характеризующий взаимодействие молекулы поглощающего вещества со светом с длиной волны λ. Утверждение, что $\varkappa_\lambda$ не зависит от C, наз. законом А. Бера (A. Beer, 1852), и его смысл состоит в том, что поглощающая способность молекулы не зависит от влияния окружающих молекул. Закон этот надо рассматривать скорее как правило, т. к. наблюдаются многочисл. отступления от него, особенно при значит. увеличении концентрации поглощающих молекул. В тех случаях, когда $\varkappa_\lambda$ можно считать не зависящим от C, Б.—Л.—Б. з. оказывается полезным для определения концентрации поглощающего вещества путём измерения поглощения. Этим приёмом пользуются для быстрого измерения концентраций веществ, хим. анализ к-рых оказывается сложным.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Бугер П., Оптический трактат о градации света, пер. с франц., М., 1950. *А. П. Гагарин.*

БУДКЕРОВСКОЕ КОЛЬЦО — стационарное состояние кольцевого пучка релятивистских электронов с примесью нек-рого кол-ва положит. ионов, достигаемое благодаря самофокусировке. Назв. по имени Г. И. Будкера, обобщившего условие самофокусировки релятивистского пучка электронов на кольцевое образование. Он показал, что при числе ионов (N_+) в релятивистском электронном кольце, удовлетворяющем условию

$$N_- > N_+ > N_-/\gamma^2,$$

где N_- — число электронов в кольце, γ — отношение энергии электронов в пучке к энергии их покоя, будет происходить самофокусировка, т. е. сжатие сечения кольца до тех пор, пока существ. влияние на размеры сечения не станут оказывать квантовые флуктуации. Такое равновесие сил наступает при сечениях порядка микрона — образуется Б. к. На этом явлении основано одно из направлений *коллективного метода ускорения.* *В. П. Саранцев.*

БУРШТЕЙНА — МОССА ЭФФЕКТ — сдвиг края области собств. поглощения *полупроводника* в сторону высоких частот при увеличении концентрации электронов проводимости и заполнении ими зоны проводимости (вырождение). Так, в кристалле InSb с собств. проводимостью край поглощения соответствует (при $T = 300$ К) длине волны $\lambda = 7{,}2$ мкм; после легирования образца донорами до концентрации $5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ $\lambda = 3{,}2$ мкм. Б.—М. э.— следствие *Паули принципа*: квантовые переходы возможны лишь при условии, что состояние, в к-рое переходит электрон, не занято др. электроном. Установлен независимо Э. Бурштейном (E. Burstein) и Т. С. Моссом (T. S. Moss) в 1954.

Лит.: Мосс Т., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961; Панков Ж., Оптические процессы в полупроводниках, пер. с англ., М., 1973; Грибковский В. П., Теория поглощения и испускания света в полупроводниках, Минск, 1975. *Э. М. Эпштейн.*

БУСТЕР (англ. booster, от boost — поднимать, способствовать, усиливать) — промежуточный циклич. ускоритель, служащий *инжектором* для большого циклич. ускорителя. В Б. частицы инжектируются из линейного ускорителя (при многокаскадной схеме возможна инжекция в Б. из меньшего Б.). Применение Б. позволяет повысить нач. энергию (энергию инжекции) большого циклич. ускорителя, что приводит к существ. повышению его предельной интенсивности (из-за ослабления взаимодействия частиц пучка с ростом энергии) и к снижению поперечных размеров камеры ускорителя. Для повышения интенсивности пучка в большом ускорителе производится многократная инжекция частиц из Б. в большое кольцо, в связи с чем рабочий цикл Б. делают возможно более коротким. *Э. Л. Бурштейн.*

БЫСТРОТА (продольная быстрота) — функция продольной (относительно оси столкновения) составляющей $v_\parallel$ скорости частицы, рождающейся в к.-л. столкновении, к-рая меняется аддитивно при продольных *Лоренца преобразованиях.* Широко используется при анализе *множественных процессов* [1, 2] (впервые в физику множеств. процессов введена в [1]). В системе единиц, в к-рой скорость света $c=1$, Б. y равна: $y = {}^1/_2 \ln[(1+v_\parallel)/(1-v_\parallel)]$. Для медленных частиц $(v \ll 1)\, y \approx v_\parallel$. Для частиц высоких энергий ($\mathscr{E} \gg m$, где m — масса частицы) Б. обычно выражается через их энергию $\mathscr{E}$, величину импульса p и угол вылета ϑ:

$$y = {}^1/_2 \ln\left(\frac{\mathscr{E}+p_\parallel}{\mathscr{E}-p_\parallel}\right) = {}^1/_2 \ln\left(\frac{\mathscr{E}+p\cos\vartheta}{\mathscr{E}-p\cos\vartheta}\right),$$

где p — продольный импульс частицы. Энергия и продольный импульс частицы выражаются через Б., массу частицы и поперечный импульс $p_\perp$:

$$\mathscr{E} = \sqrt{m^2 + p_\perp^2}\,\mathrm{ch}\, y, \quad p_\parallel = \sqrt{m^2 + p_\perp^2}\,\mathrm{sh}\, y.$$

Из-за аддитивности переменной y распределение частиц по Б. при продольных преобразованиях Лоренца не меняется по форме, а лишь сдвигается на пост. величину $y_0 = {}^1/_2 \ln[(1+v_0)/(1-v_0)]$, где v_0 — относит. скорость движения систем отсчёта.

Продольная Б. является продольной составляющей полной Б. $y = {}^1/_2 \ln[(\mathscr{E}+p)/(\mathscr{E}-p)]$, аддитивной при Лоренца преобразованиях и представляющей собой расстояние в пространстве скоростей [3] (см. *Относительности теория*).

Лит.: 1) Милехин Г. А., Гидродинамическая теория множественного образования частиц при столкновении быстрых нуклонов с ядрами, «ЖЭТФ», 1958, т. 35, с. 1185; 2) Гришин В. Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; 3) Черников Н. А., Геометрия Лобачевского и релятивистская механика, «ЭЧАЯ», 1973, т. 4, с. 773. *В. Г. Гришин.*

БЫСТРЫЕ НЕЙТРОНЫ — нейтроны с энергией больше 100 кэВ.

БЭКБЕНДИНГ (от англ. back bending, букв.— загиб назад) — специфич. зависимость моментов инерции J тяжёлых ядер от угловой скорости Ω их вращения (см. *Вращательное движение ядра*).

БЮРГЕРСА УРАВНЕНИЕ — нелинейное дифференц. ур-ние в частных производных

$$\partial u/\partial t + u\partial u/\partial x = \nu \partial^2 u/\partial x^2,$$

где $u(x, t)$ — неизвестная ф-ция, $-\infty < x < \infty$; $t \geqslant 0$; $\nu > 0$ — параметр. Является модельным ур-нием при исследовании волновых процессов в газовой динамике, гидродинамике, акустике и т. д. На Б. у. как на простейшее ур-ние, объединяющее типичную нелинейность и тепловую диффузию (или вязкость), указал Й. Бюргерс (J. Burgers) в 1942, хотя оно фигурировало и ранее в работах др. учёных, в частности Г. Бейтмена (H. Bateman). Обнаруженная Э. Хопфом (E. Hopf) и Дж. Коулом (J. Cole) в 1950 замена $u = -2\nu\partial \ln\varphi(x, t)/\partial x$ позволяет свести Б. у. к ур-нию теплопроводности $\partial\varphi/\partial t = \nu\partial^2\varphi/\partial x^2$ для ф-ции φ и получить решение задачи Коши $u(x, 0) = u_0(x)$ для Б. у. в виде:

$$\varphi(x, t) = (4\pi\nu t)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \exp[-F(x, \eta, t)/2\nu],$$

$$F(x, \eta, t) = \int_0^\eta u_0(\xi)\, d\xi + (x-\eta)^2/2t.$$

С помощью этой ф-лы можно детально проследить, как из гладких нач. данных образуются и распространяются ударные волны в нелинейной среде, описываемые ур-нием $\partial v/\partial t + v\partial v/\partial x = 0$, если понимать под обобщённым решением последнего ф-цию $v(x, t) = \lim\limits_{\nu \to +0} u(x, t)$ —

предел по «исчезающей» вязкости решения задачи Коши $u(x, 0)=v(x, 0)$ для Б. у. Исходная задача имеет интеграл движения:

$$\int_{-\infty}^{\infty} u(x, t)\, dx = \int_{-\infty}^{\infty} u_0(x)\, dx.$$

Лит.: Карпман В. И., Нелинейные волны в диспергирующих средах, М., 1973; Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., 1977; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979. *С. Ю. Доброхотов.*

В

ВАВИЛОВА ЗАКОН — закон, устанавливающий зависимость квантового выхода фотолюминесценции от длины волны возбуждающего света. Согласно В. з., квантовый выход постоянен при изменении в широких пределах длины волны возбуждающего света в стоксовой области и падает, если длина волны возбуждающего света лежит в антистоксовой (длинноволновой) области спектральной полосы поглощения. В соответствии с постоянством квантового выхода энергетич. выход растёт с увеличением длины волны возбуждающего света и падает в антистоксовой области.

В. з. связан с независимостью спектра люминесценции от длины волны возбуждающего света и обусловлен быстрой по сравнению с временем жизни электронного возбуждения колебат. релаксацией на каждом электронном уровне. Поэтому В. з. справедлив только при изменении длины волны возбуждающего света в пределах одной электронной полосы поглощения. Если при фотовозбуждении молекулы переходят в различные электронные состояния, то квантовый выход может меняться и В. з. не будет выполняться. В. з. подчиняется люминесценция твёрдых и жидких растворов люминесцир. веществ, молекулярных кристаллов, кристаллофосфоров при поглощении света в активаторе.

Падение квантового и энергетич. выхода при возбуждении светом с длиной волны, лежащей в антистоксовой области, связано с уменьшением в этой области вероятности электронного перехода на возбуждённый уровень. Неселективное и не возбуждающее люминесценцию поглощение примесями или осн. веществом оказывается больше возбуждающего люминесценцию, это приводит к уменьшению доли возбуждающих люминесценцию квантов из всех поглощённых, т. е. к падению выхода люминесценции.

Лит.: Вавилов С. И., Выход флуоресценции растворов красителей в зависимости от длины волны возбуждающего света, Собр. соч., т. 1, М., 1954, с. 222; Степанов Б. И., Закон Вавилова, «УФН», 1956, т. 58, с. 3. *Э. А. Свириденков.*

ВАВИЛОВА — ЧЕРЕНКОВА ИЗЛУЧЕНИЕ — см. *Черенкова — Вавилова излучение.*

ВАЙНБЕРГА УГОЛ — один из осн. параметров теории *электрослабого взаимодействия* Глэшоу — Вайнберга — Салама, выражающийся через отношение констант эл.-магн. взаимодействия e (величину заряда электрона) и слабого взаимодействия g: $\sin\vartheta_W = e/g$, где ϑ_W — В. у., $g = 2\sqrt{2G_F m_W^2}$, G_F — константа Ферми, m_W — масса заряженного *промежуточного векторного бозона.* Значение параметра $\sin^2\vartheta_W$ может быть определено из данных по изучению процессов со слабыми *нейтральными токами* (напр., процесса упругого рассеяния мюонного нейтрино на электроне). Из имеющихся данных следует, что

$$\sin^2\vartheta_W = 0{,}215 \pm 0{,}032 \text{ (статистич.)} \pm 0{,}012 \text{ (систематич.)}. \quad (*)$$

Единые теории слабого, эл.-магн. и сильного взаимодействий (теории *великого объединения*) позволяют предсказать значение В. у. Со значением (*) согласуются, напр., теории, основанные на группах $SU(5)$ и $SO(10)$.

Лит.: Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981; Биленький С. М., Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов, М., 1981. *С. М. Биленький.*

ВАЙНБЕРГА — САЛАМА ТЕОРИЯ (Вайнберга — Глэшоу — Салама теория) — единая теория эл.-магн. и слабого взаимодействий. См. *Электрослабое взаимодействие.*

ВАЙЦЗЕККЕРА ФОРМУЛА — полуэмпирич. зависимость энергии связи $\mathcal{E}_{св}$ ядра от массового числа A и заряда Z, основанная на капельной и статистической моделях ядра. Имеет вид суммы объёмной, поверхностной, кулоновской, парной энергий и т. н. изотопич. члена: $\mathcal{E}_{св}$ (МэВ) $= 15{,}75\,A - 17{,}8\,A^{2/3} - 0{,}71Z^2/A^{1/3} + 34\delta A^{-3/4} - 94{,}8\,(A/2 - Z)^2/A$, где $\delta = 1,\ 0,\ -1$ соответственно для чётно-чётных, чётно-нечётных и нечётно-нечётных ядер. Будучи приближённым соотношением, В. ф. тем не менее сыграла большую эвристич. роль в развитии ядерной физики (напр., в теории деления ядер). Она дала, в частности, возможность предсказать делимость нечётных изотопов U и Pu под действием медленных нейтронов и тем самым указать верное направление поиска ядерного топлива для ядерной энергетики. Подробнее см. *Капельная модель ядра.* *В. Е. Маркушин.*

ВАКАНСИОН — *квазичастица,* описывающая поведение *вакансии* в *квантовых кристаллах.* Большая величина амплитуды нулевых колебаний атомов в квантовых кристаллах приводит к тому, что вакансии делокализуются и представляют собой квазичастицы, практически свободно движущиеся в кристалле. Состояние В. характеризуется *квазиимпульсом* $\boldsymbol{p}$ и законом дисперсии (энергетич. спектром) $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$. Наиб. подробно свойства В. изучены на примере кристаллов изотопов гелия — ^{3}He и ^{4}He.

Состояние вакансии в квантовом кристалле определяется квазиимпульсом только в том случае, если при перемещении вакансии не нарушается периодичность кристалла, в т. ч. и взаимная ориентация *спинов* атомов, образующих решётку. В общем случае движение вакансии, состоящее в перестановках атомов между собой, может сопровождаться изменением спиновой структуры кристалла. Поэтому В. может являться квазичастицей только в кристалле, состоящем из бесспиновых частиц (как ^{4}He), или если кристалл определ. образом упорядочен по спинам. Так, В. в ^{3}He делокализуется только в полностью спиново-поляризованном кристалле. В парамагнитной или антиферромагнитной фазах ^{3}He с объёмноцентрир. кубич. решёткой В. автолокализуется в создаваемой вокруг себя спиново-поляризованной области большого (по сравнению с межатомным расстоянием) размера.

Ширина зоны В. обычно намного больше, чем у *дефектонов* др. типов, напр. *примесонов.* В кристалле ^{4}He ширина энергетич. зоны В. порядка 1 К (10^{-4} эВ) и примерно на 3 порядка превышает ширину зоны примесонов ^{3}He в кристалле ^{4}He.

При рассеянии В. на примесной частице последняя может переместиться на межатомное расстояние. Этот процесс является квантовым аналогом механизма переноса примесных атомов с помощью вакансий в обычных кристаллах. Большая величина энергетич. зоны В. обусловливает эффективность такого индуцированного вакансиями механизма переноса примесных частиц в области не слишком низких темп-р, когда концентрация В. не очень мала. При этом коэф. диффузии примесных частиц $D \sim (\sigma\Delta/\hbar)\exp(-\mathcal{E}_0/T)$, где Δ — ширина зоны В., $\mathcal{E}_0$ — энергия активации В., определяющая их концентрацию, σ — соответствующее сечение рассеяния, T — темп-ра.

Энергия, необходимая для образования одной вакансии (энергия активации), обычно по порядку величины равна работе, затрачиваемой при испарении атома из кристалла; вакансии являются термоактивированными, а их концентрация экспоненциально убывает при понижении темп-ры. Однако в квантовых кристаллах в принципе возможно существование т. н. нулевых В.— конечной концентрации В. в осн. состоянии кристалла при нулевой темп-ре. В этом случае даже в полностью равновесном состоянии число частиц, образующих решётку, всегда меньше, чем число узлов. При этом в кристалле оказываются возможными два типа движения, один из к-рых характерен для движения частиц в твёрдом теле, другой — в жидкости. Движение второго типа может сопровождаться потоком вещества через кристалл при неподвижных узлах кристаллич. решётки. Этот вопрос также связан и с проблемой *сверхтекучести* в твёрдых телах.

Лит. см. при ст. *Дефектон.* *А. Э. Мейерович.*

ВАКА́НСИЯ (от лат. vacans — пустующий, свободный) — дефект кристалла, соответствующий не занятому частицей узлу кристаллич. решётки. В., как и др. точечные дефекты, являются центрами деформации (дилатации): частицы, окружающие вакантный узел, смещаются относительно положений равновесия (в узлах кристаллич. решётки), что приводит к появлению внутр. поля напряжений вокруг В. На больших расстояниях r от В. поле напряжений убывает как $1/r^3$. В объёме совершенного кристалла одиночные В. появляться и исчезать не могут; источниками (и стоками) В. служат поверхность кристалла, границы зёрен в поликристалле, дислокации. Возможны также процессы образования и уничтожения В. в паре с *межузельным атомом* (пары Френкеля). Энергия В. зависит от напряжений в кристалле.

В. могут быть как изолированными, так и входить в состав более сложных образований — связанных состояний неск. В. (дивакансии, тривакансии и др.), больших вакансионных кластеров и В., связанных с др. дефектами решётки. В. могут обладать зарядом (напр., В., захватившие электрон, *центры окраски*). В ионных кристаллах относит. концентрации разл. типов В. определяются требованием электронейтральности кристалла. При равных концентрациях В. положительных и отрицательных ионов В. наз. Шотки дефектами, а при равных концентрациях межузельных ионов В. говорят о Френкеля дефектах.

В термодинамич. равновесии равновесная концентрация В. экспоненциально убывает с понижением темп-ры T. Однако возможны состояния кристалла с «замороженными» В. Вблизи кривой плавления равновесная концентрация В. обычно достигает 1—2% от числа атомов. Частицы кристалла, соседние с В., могут совершать термоактивир. скачки на вакантный узел, что приводит к диффузии В. и является одним из механизмов самодиффузии частиц в кристаллах. Коэф. диффузии В., как правило, намного больше, чем у других точечных дефектов, и экспоненциально возрастает с повышением T. Со сравнительно быстрым движением В. в кристалле связаны специфич. вакансионные механизмы переноса (диффузии) др. дефектов, напр. дислокаций (в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения) и примесей замещения. Наличие В. существенно влияет на свойства кристалла и физ. процессы (плотность, ионную проводимость, *внутреннее трение*, очистку и отжиг кристалла, *рекристаллизацию* и т. д.). В *квантовых кристаллах* В. представляют собой квазичастицы — *вакансионы*.

Лит. см. при ст. *Дефекты.* *А. Э. Мейерович.*

ВА́КУУМ (от лат. vacuum — пустота) — среда, содержащая газ при давлениях, существенно ниже атмосферного. В. характеризуется соотношением между ср. длиной свободного пробега λ молекул газа и размером d, характерным для каждого конкретного процесса или прибора. Таким размером могут быть расстояние между стенками вакуумной камеры, диаметр вакуумного трубопровода, расстояние между электродами электровакуумного прибора и т. п. Величина λ равна отношению ср. скорости молекулы $\bar{v}$ к числу Z столкновений, испытываемых ею за единицу времени: эту величину можно также выразить через диаметр молекулы $d_м$ и число молекул n в единице объёма:

$$\lambda = 1/\sqrt{2}\;\pi d_м^2 n \qquad (1)$$

(для электронов λ в 5—6 раз больше).

В зависимости от величины отношения λ/d различают низкий ($\lambda/d \ll 1$), средний ($\lambda/d \approx 1$), высокий ($\lambda/d \gg 1$) В. В низком В. преобладают столкновения молекул друг с другом, в высоком В. преобладают столкновения молекул со стенками камеры. В обычных вакуумных установках и приборах (d=10 см) низкому В. соответствуют давления $p > 10^2$ Па (1 мм рт. ст.), среднему В.— от 10^2 до 10^{-1} Па ($1-10^{-3}$ мм рт. ст.), высокому В.— $p < 10^{-1}$ Па (10^{-3} мм рт. ст.; табл. 1). В по́рах или каналах диам. ~1 мкм высокому В. соответствует давление начиная с десятков и сотен мм рт. ст., а в камерах для имитации космич. пространства (объёмом в десятки м^3) граница между средним и высоким В. порядка 10^{-5} мм рт. ст.

Табл. 1.— **Характеристики различных степеней вакуума** (d~10 см)

	Вакуум			
	низкий	средний	высокий	сверхвысокий
Диапазон давлений, Па (мм рт. ст.)	10^5—133 (750—1)	133—1,33×10^{-1} ($1-10^{-3}$)	1,33·10^{-1}—1,33·10^{-5} (10^{-3}—10^{-7})	≪1,33·10^{-6} (10^{-8})
Число молекул в 1 м^3	10^{25}—10^{22}	10^{22}—10^{19}	10^{19}—10^{16}	≤ 10^{16}
Режим течения газа . .	Вязкостный	Переходный к молекулярному	Молекулярный	Молекулярный

Понятие сверхвысокого В. связывается не с величиной отношения λ/d, а со временем τ, необходимым для образования мономолекулярного слоя газа на поверхности твёрдого тела в В., к-рое оценивается по ф-ле:

$$\tau = \eta \cdot 10^{-6}/p, \qquad (2)$$

где η — коэф. захвата частицы поверхностью. Сверхвысоким В. наз. область давлений $p < 10^{-8}$ мм рт. ст., когда $\tau >$ неск. минут.

Основные составляющие воздуха, за исключением H_2O, CO_2 и Xe, при комнатной темп-ре — газы, они находятся при темп-ре T выше критической $T_{кр}$ и не могут быть переведены в конденсир. состояние повышением давления. При $T < 77$ К все атм. газы, кроме H, He, Ne, переходят в жидкое состояние (табл. 2).

Табл. 2.— **Некоторые параметры атмосферных газов при $p=10^5$ Па** (750 мм рт. ст.) **и T=273 К**

Газ	$T_{кр}$, К	λ, (м)·10^8	$\bar{v}$, (м/с)·10^{-2}	Число молекул, ударяющихся о поверхность N, (м$^{-2}$с$^{-1}$)×10^{-27}	Объём в сухом атмосферном воздухе, %
H	33,2	11,04	16,93	11,23	5·10^{-5}
He	5,23	17,53	12,01	7,969	5,2·10^{-4}
Ne	12,42	12,42	5,355	3,550	1,8·10^{-3}
N_2	126	5,99	4,542	3,011	78,08
O_2	155	6,33	4,252	2,819	20,95
A	151	6,20	3,805	2,523	0,93
CO_2	304	3,88	3,624	2,403	0,033
K	209	4,85	2,629	1,743	1,1·10^{-4}
Xe	290	3,47	2,099	1,392	8,7·10^{-6}

Свойства газа в низком В. определяются частыми столкновениями между молекулами газа, сопровождающимися обменом энергией. Поэтому течение газа в низком В. носит вязкостный характер, а явления переноса (теплопроводность, внутр. трение, диффузия) характеризуются плавным изменением (или постоянством) градиента переносимой величины. Напр., темп-ра газа в пространстве между горячей и холодной стенками в низком В. изменяется постепенно, и темп-ра газа у стенки близка к темп-ре стенки. Условие равновесия для газа, находящегося в двух сообщающихся сосудах при разл. темп-рах,— равенство давлений в этих сосудах. При прохождении электрич. тока в низком В. определяющую роль играет ионизация молекул в объёме между электродами.

В высоком В. поведение газа определяется столкновениями его молекул со стенками или др. твёрдыми телами. Движение молекул между соударениями с твёрдыми поверхностями происходит по прямолинейным траекториям (молекулярный режим течения). Явления переноса характеризуются возникновением скачка переносимой величины на границах: напр., во всём пространстве между горячей и холодной стенками примерно ½ молекул имеет скорость, соответствующую темп-ре холодной стенки, а остальные — скорость, соответствующую темп-ре горячей стенки, т. е. ср. темп-ра газа во всём пространстве одинакова и отлична от темп-ры как горячей, так и холодной стенок. Кол-во переносимой величины (теплота) прямо пропорционально p. Условие равновесия газа, находящегося в сообщающихся сосудах при разл. темп-рах: $n_1T_1=n_2T_2$, где n_1 и n_2 — концентрации газа в сосудах. Прохождение тока в высоком В. возможно в результате электронной эмиссии с электродов. Ионизация молекул газа имеет существ. значение только в тех случаях, когда длина свободного пробега электронов становится значительно больше расстояния между электродами. Такое увеличение может быть достигнуто при движении заряж. частиц по сложным траекториям, напр. в магн. поле.

Достигаемая степень разрежения определяется равновесием между скоростью откачки и скоростью выделения газа в откачиваемом объёме. Последнее может происходить за счёт проникновения газа извне через течи, сквозь толщу материала стенок путём диффузии, а также в результате выделения газа, адсорбированного на стенках аппаратуры или растворённого в них.

Лит.: Пипко А. И., Плисковский В. Я., Пенчко Е. А., Конструирование и расчет вакуумных систем, 3 изд., М., 1979; Основы вакуумной техники, 2 изд., М., 1981; Розанов Л. Н., Вакуумная техника, М., 1982.

А. М. Родин, А. В. Дружинин.

ВА́КУУМ (вакуумное состояние; соответствующий *вектор состояния* обозначается символом $|0\rangle$) в квантовой теории — основное состояние квантованных полей, обладающее миним. энергией, нулевыми импульсом, угловым моментом, электрич. зарядом и др. квантовыми числами. Часто В. определяют также как состояние, в к-ром отсутствуют к.-л. реальные частицы, т. е. состояние, действие на к-рое операторов уничтожения даёт нулевой результат (т. н. математический В.). Возможность виртуальных процессов в В. приводит к ряду специфич. эффектов при взаимодействии с ним реальных частиц (см. *Квантовая теория поля*). Для физ. В., в отличие от математического, *вакуумное среднее* от произведения двух операторов полей в одной точке пространства-времени может быть не равным нулю (см. *Вакуумный конденсат*). Понятие «В.» является одним из основных в том смысле, что его свойства определяют свойства всех остальных состояний, т. к. любой вектор состояния в представлении *вторичного квантования* может быть получен из вакуумного действием на него оператора рождения частиц (см. *Фока представление*). В ряде случаев, напр. при *спонтанном нарушении симметрии*, вакуумное состояние оказывается не единственным, вырожденным,— существует непрерывный спектр таких состояний, отличающихся друг от друга числом т. н. *голдстоуновских бозонов*.

А. В. Ефремов.

ВА́КУУМНАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — раздел спектроскопии, включающий получение, исследование и применение спектров испускания, поглощения и отражения в вакуумной ультрафиолетовой (200—10 нм) и мягкой рентгеновской (от 10 до 0,4—0,6 нм) областях спектра. В этом интервале длин волн воздух обладает сильным поглощением, поэтому спектральные приборы должны быть вакуумными — их оптич. части, источник излучения и приёмник помещают в откачанную до давления 10^{-4}—10^{-5} мм рт. ст. герметич. камеру, к-рую можно заполнить инертным газом (миним. длина волны излучения, к-рую при этом можно использовать,— ок. 58 нм — получается при заполнении камеры гелием).

Спектральные приборы и методы, применяемые в В. с., обладают рядом специфич. особенностей. Не существует оптич. материалов, прозрачных во всей вакуумной области, поэтому в её КВ-области окна, линзы и призмы непригодны. В КВ-приборах с длиной волны λ до 110 и 125 нм с призмами и линзами применяют кристаллы LiF и CaF_2. Для ещё более коротковолновой области изготовляют вакуумные приборы с вогнутыми дифракц. решётками; в этом случае дополнит. фокусирующие системы не нужны. В приборах для $\lambda>110$ нм, имеющих отражающие покрытия с достаточно высоким коэф. отражения (напр., алюминий с защитным слоем из LiF или MgF_2), используются вогнутые решётки, на к-рые излучение падает под углами, близкими к нормали. В этой же области работают приборы с плоской решёткой и отражающей фокусирующей оптикой. Для $\lambda<100$ нм коэф. отражения всех материалов при нормальном падении значительно уменьшается, и для повышения светосилы спектрального прибора разработаны схемы со скользящим падением излучения на вогнутую дифракц. решётку, причём миним. рабочая длина волны (в нм) примерно равна значению угла скольжения излучения (в град); коротковолновая граница рабочей области таких приборов 5—1 нм. Повышение дисперсии и разрешающей способности приборов с вогнутой дифракц. решёткой осуществляется увеличением радиуса кривизны (достигает 10 м), а также уменьшением периода решётки (число штрихов до 3600 на 1 мм). Для исследования излучения $\lambda<\sim1{,}5$ нм применяют спектральные приборы, в к-рых диспергирующим элементом служит кристалл (слюда, кварц и т. д.).

В качестве источников излучения в В. с. служат газовые разряды, электрич. искры, рентг. трубки, а также плазма, образующаяся в вакууме при фокусировке мощного импульсного лазерного излучения на твёрдую мишень. Важным способом получения спектров в В. с. является пучково-плёночный метод, в к-ром атомные или ионные спектры возбуждаются при прохождении через тонкую фольгу пучка быстрых ионов. Абс. стандартом интенсивности в В. с. является *синхротронное излучение*.

Для регистрации спектров в В. с. применяются спец. маложелатиновые фотоматериалы и фотоэлектрич. приёмники: фотодиоды, ионизац. камеры, счётчики фотонов, фотоумножители и т. д. Составленные из миниатюрных (диам. до 10 мкм) каналовых электронных умножителей микроканаловые пластины позволяют получать изображения спектров в вакуумной области и объединяют, т. о., свойства фотографич. и фотоэлектрич. методов регистрации. Для градуировочных целей в В. с. используются также термопары.

В. с. широко применяется при исследованиях атомов, ионов, молекул и твёрдых тел для изучения их энергетич. структуры, вероятностей переходов и др. характеристик. В область $\lambda<200$ нм попадают резонансные переходы ряда нейтральных атомов, подавляющего большинства одно- и двукратно ионизованных атомов, а также всех ионов более высокой кратности ионизации. Электронно-колебательно-вращательные переходы многих молекул, как и прямые переходы из валентной зоны в зону проводимости у мн. полупроводников, также расположены в вакуумной УФ-области спектра. В КВ-части вакуумного диапазона λ находятся L-, M- и т. д. серии *рентгеновских спектров*. В. с. имеет большое значение для диагностики высокотемпературной плазмы, в работах по получению УТС, а также для исследования Солнца, звёзд, туманностей и т. д.

Лит.: Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я., Спектроскопия вакуумного ультрафиолета, М., 1967; Козлов М. Г., Спектры поглощения паров металлов в вакуумном ультрафиолете, М., 1981. *А. Н. Рябцев.*

ВАКУУМНОЕ СРЕДНЕЕ в квантовой теории поля — комплексное число, равное ср. значению к.-л. оператора (или произведения операторов A, B, ...) в вакуумном состоянии поля $|0\rangle$ (см. *Вакуум*). Обозначается символом $\langle 0|A;\ B;\ ...|0\rangle$. В. с. операторов энергии, импульса, момента импульса, электрич. заряда и др. сохраняющихся квантовых чисел равны нулю. Особенно большую роль играет В. с. *локальных операторов* поля $\varphi(x)$, зависящих от пространственно-временных точек x. Так, ненулевое значение $\langle 0|\varphi(x)|0\rangle$ свидетельствует о спонтанном нарушении симметрии и *вырождении вакуума*. В. с. от *хронологического произведения* операторов полей или локальных токов даёт матричные элементы *матрицы рассеяния* и определяет все процессы взаимопревращения частиц. См. *Квантовая теория поля*. *А. В. Ефремов.*

ВАКУУМНЫЙ КОНДЕНСАТ — ненулевое *вакуумное среднее* к.-л. локального оператора поля. Представление о В. к. — одно из центральных в совр. теориях *электрослабого взаимодействия* и сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамике* (КХД). Употребление слова «конденсат» связано с картиной, согласно к-рой вакуумное, или низшее по энергии, состояние следует представлять не в виде «пустого» пространства, а как своеобразную среду флуктуирующих с большой амплитудой полей. Часто обсуждают, напр., такие отличные от нуля вакуумные средние:

$$\langle 0|\varphi|0\rangle,\quad \langle 0|\bar{u}u|0\rangle,\quad \langle 0|\bar{d}d|0\rangle,\quad \langle 0|G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}|0\rangle, \tag{1}$$

где φ — скалярное поле (*Хиггса поле*), u и d — поля u- и d-кварков (черта над u, d означает дираковское сопряжение; см. *Дирака поле*), $G^a_{\mu\nu}$ — тензор напряжённости калибровочного векторного глюонного поля в КХД (μ, $\nu=0$, 1, 2, 3 — лоренцовы индексы, $a=1, \ldots, 8$ — цветовой индекс; по дважды встречающимся индексам производится суммирование). Соответственно говорят о В. к. скалярного поля, кварковом и глюонном В. к. Первый обсуждается в теории электрослабого взаимодействия, последние — в КХД.

С теоретич. точки зрения особый интерес представляет случай *спонтанного нарушения симметрии*, когда симметрия В. к. ниже, чем симметрия исходного лагранжиана. В этом случае спектр наблюдаемых частиц не обладает полной симметрией исходного лагранжиана. Напр., лагранжиан электрослабого взаимодействия обладает симметрией относительно поворотов в изотопич. пространстве. Волновые ф-ции фотона и *промежуточного векторного бозона* переходят друг в друга при таких поворотах. Однако массы этих частиц сильно различаются. Причиной служит отличное от нуля вакуумное среднее хиггсовского поля, к-рое и выделяет определ. направление в изотопич. пространстве. Ввиду того что поля описываются размерными величинами, В. к. вносят определённые массовые масштабы. Симметрия исходного лагранжиана восстанавливается в наблюдаемых амплитудах процессов только при энергиях (точнее, переданных 4-импульсах), много больших этого масштаба.

Феноменологич. следствия из существования В. к. наиб. подробно изучены в КХД. В пределе нулевых масс u- и d-кварков исходный лагранжиан в КХД инвариантен относительно изотопич. вращений с изменением чётности:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \to \exp(i\tau_\alpha\varepsilon_\alpha)\,\gamma^5 \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где τ_α — *Паули матрицы*, действующие в изотопич. пространстве u- и d-кварков, ε_α — параметры поворота ($\alpha=1$, 2, 3), γ^5 — *Дирака матрица* в спиновом пространстве. Однако экспериментально вырождения по чётности масс низших, невозбуждённых резонансов (в к-рых составляющие кварки находятся в S-состоянии) не наблюдается. Причина этого — существование кваркового В. к., $\langle 0|\bar{u}u+\bar{d}d|0\rangle\neq 0$, к-рый не инвариантен относительно вращений (2). Один из результатов такого нарушения симметрии — появление π-мезона, масса к-рого исчезает в пределе равных нулю масс кварков. Поэтому свойства пиона связаны со свойствами В. к. В частности,

$$(m_u+m_d)\langle 0|\bar{u}u+\bar{d}d|0\rangle=-m_\pi^2 f_\pi^2, \tag{3}$$

где f_π — константа $\pi\to\mu\nu_\mu$-распада, определяющая вероятность (ширину Γ) распада:

$$\Gamma(\pi\to\mu\nu_\mu)=\frac{1}{8\pi}G_F^2\cos^2\vartheta_C f_\pi^2 m_\mu^2 m_\pi\left[1-\frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right]^2 \tag{4}$$

($f_\pi\approx 93$ МэВ), m_u, m_d — массы u- и d-кварков, m_π — масса пиона, m_μ — масса мюона, G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия, ϑ_C — *Кабиббо угол*.

КХД позволяет получить и др. соотношения, связывающие В. к. с наблюдаемыми величинами. Напр.,

$$\int R^{I=1}(s)\exp(-s/M^2)\,ds=\frac{3}{2}M^2\Big[1+\frac{\alpha_s}{\pi}+ +2\pi^2M^{-4}(m_u+m_d)\langle 0|\bar{u}u+\bar{d}d|0\rangle+ +\frac{1}{3}\pi\alpha_s M^{-4}\langle 0|G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}|0\rangle- -\frac{112\pi^3}{81}\alpha_s M^{-6}(\langle 0|\bar{u}u+\bar{d}d|0\rangle)^2+O(M^{-8})\Big], \tag{5}$$

где M^2 — бегущий параметр размерности квадрата энергии, $R^{I=1}$ — отношение сечения аннигиляции пары e^+e^- в адроны с полным изотопич. спином $I=1$ и полной энергией $\sqrt{s}$ к сечению аннигиляции e^+e^- в $\mu^+\mu^-$:

$$R^{I=1}(s)=\frac{\sigma(e^+e^-\to\text{адроны})}{\sigma(e^+e^-\to\mu^+\mu^-)},$$

α_s — *эффективный заряд* в КХД. В левой части (5) осн. вклад в интеграл даёт область энергий $s\sim M^2$. При больших s значение R близко к константе ($R\approx{}^3/_2$), а в правой части члены с В. к. несущественны. При малых M^2 усиливается вклад низких энергий, т. е. область резонансов, и возрастает роль членов с В. к. Т. о., удаётся проследить связь между свойствами резонансов и В. к. и качественно и количественно объяснить многие наблюдаемые особенности спектра масс мезонов и барионов.

Хотя представление о В. к. стало неотъемлемой частью совр. теорий, существуют основания полагать, что включение в рассмотрение гравитации приводит к серьёзной проблеме. Согласно принципу эквивалентности, энергия вакуума гравитирует и входит поэтому в ур-ния общей теории относительности. Ограничение же на плотность энергии вакуума, к-рое получается из опыта, оказывается на много порядков (примерно в 10^{40} раз) меньше энергии, связанной, напр., с глюонным конденсатом. Механизм уменьшения плотности энергии вакуума неизвестен.

Лит.: Коулмен С., Тайная симметрия: введение в теорию спонтанного нарушения симметрии и калибровочных полей, в кн.: Квантовая теория калибровочных полей, пер. с англ., М., 1977; Вайнштейн А. И. и др., Квантовая хромодинамика и масштабы адронных масс, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 542. *В. И. Захаров.*

ВАКУУМНЫЙ ПРОБОЙ (пробой вакуума) — потеря вакуумным промежутком свойств электрич. изолятора при приложении к нему электрич. поля, напряжение к-рого превышает определ. величину (напряжение вакуумного пробоя). При В. п. электронроводность резко возрастает и среда в промежутке становится проводящей.

Развитие В. п. начинается с появления т. н. темновых, или предпробойных, токов, к-рые вызываются в основном *автоэлектронной эмиссией* с микроострий поверхности катода. Эти токи возникают также с участков поверхности, имеющих наиб. низкую *работу выхода*. В том случае, когда металлич. электроды недостаточно хорошо очищены от поверхностных загрязнений, на стабильный темновой ток накладываются самогасящиеся маломощные импульсы тока, наз. микроразрядами. Возникновение микроразрядов связано с механизмом обмена положительными и отрицательными ионами между поверхностями анода и катода в вакууме.

В. п. происходит в результате формирования сильноточного *искрового разряда* в десорбирующемся с поверхностей электродов газе и частично в парах металлов электродов. Далее разряд может перейти в вакуумную дугу в парах металлов электродов.

В. п. представляет собой сложное явление, достаточно полного и точного объяснения его возникновения и развития ещё нет, но существуют гипотезы и теории. Напр., согласно электронно-лучевой теории, электроны, возникающие в вакууме за счёт автоэлектронной эмиссии с микроострий на катоде, ускоряются в электрич. поле промежутка, образуют «лучи» и бомбардируют анод. При этом происходит местное увеличение темп-ры анода, сопровождающееся выделением сорбированных газов и паров металла, к-рые ионизуются электронами. Ионы движутся к катоду, что приводит к образованию положительного пространственного заряда и усилению поля у катода, это в свою очередь увеличивает автоэлектронную эмиссию и т. д. Одновременно возникают сильная *ионно-электронная эмиссия* и катодное распыление. В итоге в промежутке за счёт быстрого увеличения концентрации десорбирующихся газов и паров металлов электродов возникает самостоятельный электрический разряд в форме вакуумной искры или дуги.

Существует также теория В. п. за счёт нагрева острия автоэмиттера протекающим по нему током. При плотности тока ок. 10^8 А/см^2 эмиттер взрывается и вакуумная дуга возникает в парах металла катода. Поскольку образование микроскопич. острий на массивных катодах обнаруживается на опыте, то формирование В. п. из-за нагрева и взрыва этих острий весьма вероятно. Инициатором В. п. могут быть также отдельные быстрые микрочастицы.

Явление В. п. широко используется в приборах и установках. Высокая электрич. прочность вакуума и вакуумная дуга используются в вакуумных выключателях. Нач. стадия В. п. длительностью до 10^{-7} с, в к-рой развиваются сильные токи электронов при высоком напряжении на промежутке, используется в мощных источниках рентг. излучения и *сильноточных ускорителях*. В многочисленных высоковольтных приборах и установках, где вакуумные промежутки применяются только для ускорения потоков электронов и ионов, очень важно, чтобы случайные В. п. не нарушали работу этих устройств, отсюда необходимо обеспечение их электрич. прочности. Увеличение электрич. прочности вакуумных промежутков достигается соответствующим выбором материалов электродов, их тщательной механич. обработкой (устранением неровностей и острий), а также очисткой поверхностей электродов, к-рая достигается нагревом в вакууме, обработкой потоками электронов или ионов инертных газов. Электрич. прочность вакуумного промежутка с необработанными электродами составляет ок. 10^4 В/см, в то время как промежутки с электродами, прошедшими тщательную механическую, а также электронную и ионную обработки, показывают электрич. прочность, доходящую до 10^6 В/см.

Лит.: Чистяков П. Н., Татарикова Н. В., Малая послеразрядная эмиссия как индикатор состояния поверхностей электродов в опытах по пробою вакуума, «ЖТФ», 1965, т. 35, с. 1333; Сливков И. Н., Электроизоляция и разряд в вакууме, М., 1972; его же, Процессы при высоком напряжении в вакууме, М., 1986; Бугаев С. П. и др., Взрывная эмиссия электронов, «УФН», 1975, т. 115, с. 101; Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Импульсный электрический разряд в вакууме, Новосиб., 1984. *П. Н. Чистяков.*

ВАЛЕНТНАЯ ЗОНА — энергетич. область разрешённых электронных состояний в твёрдом теле, заполненная валентными электронами. В *полупроводниках* при $T=0$ К (T — абс. темп-ра) В. з. заполнена целиком и не даёт вклада в электропроводность и др. кинетич. эффекты, вызываемые внеш. полями. При $T\neq0$ К происходит тепловая генерация носителей заряда, в результате к-рой часть электронов переходит в расположенную выше зону проводимости или на примесные уровни в запрещённой зоне. При этом в В. з. образуются дырки, участвующие наряду с электронами проводимости в переносе электрич. тока. Дырки в В. з. могут также возникать при нетепловом возбуждении полупроводника — освещении, облучении потоком частиц, воздействии сильного электрич. поля, вызывающего пробой полупроводника, и т. п.

Лит.: Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, т. 1—2, пер. с англ., М., 1979. *Э. М. Эпштейн.*

ВАЛЕНТНОЕ СОСТОЯНИЕ АТОМА — понятие, часто используемое для описания состояния атома, входящего в состав молекулы. В. с. а. определяется типом и числом занятых и вакантных валентных атомных орбиталей (т. е. атомных орбиталей, соответствующих внеш. валентным оболочкам), числом электронов, заселяющих каждую атомную орбиталь, и относит. ориентацией спинов электронов. Понятие В. с. а. тесно связано с валентностью атома в молекуле. Переход нейтрального атома в валентное состояние происходит с затратой определ. энергии, благодаря чему суммарная энергия, нужная для разъединения молекулы на атомы, т. е. для разрыва всех валентных связей, не равна энергии атомизации (*энергии связи*).

Лит. см. при ст. *Молекула*, *Валентность*. *В. Г. Дашевский.*

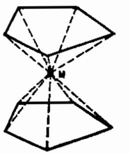
ВАЛЕНТНОСТЬ (от лат. valentia — сила) — способность атомов образовывать *химические связи*. В. можно рассматривать как способность атома отдавать или присоединять определ. число электронов. В. положительна, если атом отдаёт электроны, и отрицательна, если атом их присоединяет. Количественной мерой В. принято считать число валентных штрихов в структурной ф-ле молекулы, соединяющих данный атом с др. атомами молекулы (число штрихов равно кратности химической связи).

Полная картина строения молекул разных классов и хим. связей в них крайне сложна и многообразна, поэтому единого и всеобъемлющего определения В. нет. Однако в подавляющем большинстве случаев можно ограничиться рассмотрением двух типов В. — ковалентности и ионной В. (последнюю наз. также электровалентностью или гетеровалентностью). Ковалентность равна сумме кратностей ковалентных связей, образованных данным атомом, т. е. связей, возникающих за счёт обобществления пар электронов (в случае одинарной связи это одна пара, в случае двойной связи — две пары и т. п.). Ионная В. определяется числом электронов, к-рое данный атом отдал или получил при образовании ионной связи. В нек-рых случаях под В. понимают координац. число, равное числу атомов, находящихся в непосредств. близости с данным атомом в молекуле, комплексном соединении или кристалле.

В. атома связана с его электронной структурой, а следовательно, и с его положением в *периодической системе элементов*, т. к., отдавая или присоединяя электроны, атом стремится иметь заполненную, наиб. устойчивую внеш. электронную оболочку. Так, макс. В. атома C, имеющего во внешней (валентной) оболочке 4 электрона, равна 4, поэтому, напр., в молекуле метана (CH_4) он связан ковалентными связями с 4 атомами водорода, его ковалентность равна 4. Атом Na отдаёт единств. внеш. электрон (валентность Na +1) атому F, имеющему во внеш. оболочке 7 электронов (валентность F —1), в результате чего образуется молекула NaF. Т. о., можно заключить, что атомы щелочных металлов имеют валентность +1, атомы щёлочноземельных элементов — валентность +2, атомы галогенов — валентность —1, атом N, имеющий на внеш. оболочке 5 электронов, должен быть трёхвалентным, а атом O, имеющий 6 внеш. электронов,— двухвалентным.

Исторически понятие В. сложилось на основе сформулированного в нач. 19 в. Дж. Дальтоном (J. Dalton) закона кратных отношений. В сер. 19 в. стало известно, что допустимы далеко не все возможные кратные отношения; напр., атом F способен соединиться лишь с одним атомом H, атом O — с двумя, атом N — с тремя, атом C — с четырьмя атомами H. Эта способность связывать или замещать определ. кол-во атомов и была названа В. После возникновения первой теории атома Г. Льюис (G. Lewis) в 1916—17 сформулировал правило, по к-рому каждый элемент стремится иметь в разл. соединениях заполненную внеш. электронную оболочку, и теоретически обосновал ковалентность, а В. Коссель (W. Kossel) дал теорию ионной В. Понятие В. приобрело новое содержание, к-рое затем существенно обогатилось и усложнилось благодаря развитию *квантовой химии* и синтезу соединений, обладающих необычными свойствами.

В квантовой химии широкое распространение получило понятие н а п р а в л е н н о й В. Так, считается, что у атома C, имеющего координац. число 4 (4 ближайших соседа, с к-рыми данный атом образует ковалентные связи), В. направлены в вершины тетраэдра (при условии, что сам атом находится в центре тетраэдра); у атома C с координац. числом 3 (одна из ковалентных связей является двойной) В. лежат в одной плоскости и образуют между собой углы 120° и т. д. В π-комплексах типа приведённых на рис., где M — атом Fe, Cr, Ti и т. п. связан с двумя пентадиенильными циклами C_5H_5, В. направлены от атома металла к атомам, образующим пентадиенильные циклы. Для таких комплексов возникли представления о д е л о к а л и з о в а н н о й В. (поскольку π-электроны в таких кольцах делокализованы по всему циклу — «обобществлены») и г р у п п о в о й В. (поскольку речь идёт о взаимодействии атома металла с группой атомов).



В настоящее время синтезированы соединения инертных газов (XeF_2, XeF_4, XeO_3 и пр.), В. к-рых считалась равной нулю. Наконец, обнаружено очень большое число соединений, в к-рых один и тот же атом соединяется с атомами др. элемента в разл. стехиометрич. соотношениях, зависящих от внеш. условий. Так, газообразное соединение PCl_5, конденсируясь, даёт комплексы $[PCl_4]^+$ и $[PCl_6]^-$ с координац. числами 4 и 6 соответственно. При повышении темп-ры образуются соединения PCl_3, PCl_2, PCl и ионы PCl_2^+, PCl_3^+, PCl_4^+, PCl^+ и т. д. Более того, оказалось, что проявлять «переменную» В. может подавляющее большинство элементов, образуя ряд валентно-ненасыщенных соединений с В. от 1 до нек-рого макс. значения.

Т. о., строго говоря, В. не является специфич. характеристикой элемента; можно говорить лишь о склонности элемента проявлять в разл. хим. соединениях ту или иную В.

С понятием В. тесно связано понятие *валентного состояния атома*, т. е. такого гипотетич. состояния, в к-ром атом находится в молекуле. Это состояние определяется типом и числом занятых и вакантных валентных *атомных орбиталей* (т. е. таких, к-рые соответствуют внеш. электронным оболочкам), числом электронов, заселяющих каждую атомную орбиталь, и относит. ориентацией спинов электронов. Очевидно, в рассмотренном выше ряду соединений, состоящих из P и Cl, валентное состояние атома P меняется от соединения к соединению.

Лит.: П о л и н г Л., Общая химия, пер. с англ., М., 1974; К а р т м е л л Э., Ф о у л з Г., Валентность и строение молекул, пер. с англ., М., 1979. *В. Г. Дашевский.*

ВАЛЕ́НТНЫЕ КОЛЕБА́НИЯ — *нормальные колебания* молекул, осн. вклад в к-рые вносят колебания ядер вдоль направления валентных связей. В двухатомных молекулах имеется лишь одно колебание, к-рое можно считать валентным, т. к. оно соответствует движениям атомов вдоль связи. В многоатомных молекулах число В. к., вообще говоря, равно числу связей. Однако в случае сложных многоатомных молекул не всегда все В. к. можно выделить однозначно: нек-рые колебания достаточно сложны по форме, т. к. в них вносят вклад валентные, деформационные и торсионные колебания. В подавляющем большинстве случаев В. к. выделить проще, чем деформационные. Мн. частоты В. к. являются *характеристическими частотами*, т. е. слабо отличаются для разл. молекул, содержащих одинаковые группы атомов (напр., В. к. связей C—H метильных групп). В. к. чаще всего имеют более высокие частоты, чем деформационные, а тем более торсионные колебания.

Лит. см. при ст. *Нормальные колебания.*
В. Г. Дашевский.

ВАЛЕ́НТНЫЙ У́ГОЛ — угол, образованный двумя направлениями *химических связей*, исходящими из одного атома. Знание В. у. необходимо для определения геометрии молекул. В. у. зависят как от индивидуальных особенностей присоединённых атомов, так и от *гибридизации атомных орбиталей* центрального атома. Для простых молекул В. у., как и др. геом. параметры молекулы, можно рассчитать методами *квантовой химии*. Экспериментально их определяют из значений моментов инерции молекул, полученных путём анализа их вращат. спектров (см. *Инфракрасная спектроскопия*, *Молекулярные спектры*, *Микроволновая спектроскопия*). В. у. сложных молекул определяют методами дифракционного структурного анализа (см. *Рентгеновский структурный анализ*, *Нейтронография*, *Электронография*). *В. Г. Дашевский.*

ВАНА́ДИЙ (лат. Vanadium), V,— хим. элемент V группы периодич. системы элементов, ат. номер 23, ат. масса 50,9415. Природный В. состоит из 2 изотопов ^{50}V (0,25%) и ^{51}V (99,75%). ^{50}V слабо радиоактивен (K-захват, $T_{1/2}=6\cdot10^{15}$ лет). В качестве радиоактивного индикатора используют искусственно полученный ^{48}V (K-захват и β^+-распад, $T_{1/2}=16$ сут). Конфигурация внеш. электронных оболочек $3s^2p^6d^34s^2$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 6,740; 14,66; 29,32; 46,709; 65,2 эВ. Металлический радиус 0,134 нм, радиусы ионов: V^{2+}—0,072 нм, V^{3+} — 0,067 нм, V^{4+} —0,061 нм, V^{5+}—0,04 нм. Значение электроотрицательности 1,6.

В свободном виде В.— мягкий ковкий серебристо-серый с голубым оттенком металл, обладает кубич. объёмноцентрир. решёткой с параметром a=0,30282 нм; $t_{пл}$=1919 °C, $t_{кип}$ок. 3400 °C, плотность 6,11 кг/дм³ (20°), уд. теплоёмкость 462,48 Дж/(кг·К) (при 250 К); уд. сопротивление при комнатной температуре от 22,6 до 35,8 мкОм·см (в зависимости от чистоты В.). При темп-ре ниже 5,31 К переходит в сверхпроводящее состояние. Модуль упругости 126,5—139,4 ГПа, предел прочности 118 МПа, твёрдость по Бринеллю 628 МПа.

Чистый В. при комнатной темп-ре не реагирует с кислородом воздуха, растворами кислот (кроме HF) и щелочей. В соединениях проявляет степени окисления +2, +3, +4 и +5 (наиб. типична).

В. используется для произ-ва ванадиевых сталей. Соединение В. с галлием состава V_3Ga имеет сравнительно высокую темп-ру перехода в сверхпроводящее состояние (14,5 К). В. используют для изготовления оболочек ТВЭЛов в атомной энергетике, в электронной технике.

Лит.: Аналитическая химия ванадия, М., 1981.

С. С. Бердоносов.

ВАН-ДЕ-ГРА́АФА ГЕНЕРА́ТОР — электростатич. генератор высокого пост. напряжения, в к-ром для переноса электрич. зарядов используется диэлектрич. транспортёр в виде гибкой ленты. Предложен в 1931 Р. Ван-де-Граафом (R. Van de Graaf). См. *Электростатический генератор*.

ВАН-ДЕР-ВА́АЛЬСА УРАВНЕ́НИЕ — уравнение состояния реального газа. Предложено Й. Д. Ван-дер-Ваальсом (J. D. van der Waals) в 1873. Для газа, содержащего N молекул, В. у. имеет вид:

$$\left(p+\frac{N^2a}{V^2}\right)(V-Nb)=NkT,$$

где V — объём, p — давление, T — абс. темп-ра газа, a и b — постоянные, учитывающие притяжение и отталкивание молекул. Член N^2a/V^2 наз. внутр. давлением, постоянная b равна учетверённому объёму молекулы газа, если в качестве модели молекулы принять слабо притягивающиеся упругие сферы.

В. у. количественно определяет свойства реальных газов лишь в небольшом интервале T и p — в области относительно высоких T и низких p, т. к. a и b являются ф-циями темп-ры. Однако В. у. качественно правильно описывает поведение газа и жидкости и при высоких p, а также особенности фазового перехода между ними. При низких давлениях и относительно высоких темп-рах оно переходит в ур-ние состояния идеального газа (*Клапейрона уравнение*), а при высоких давлениях и низких темп-рах учитывает малую сжимаемость жидкостей. В. у. описывает, кроме того, критическое и метастабильное состояния системы жидкость — пар.

На рис. приведены в координатах $p-V$ изотермы, рассчитанные по В. у., являющемуся кубическим относительно V. Возможны 3 случая решения В. у.: 1) все три корня действительные и равны между собой; этот случай соответствует критич. состоянию (изотерма $T_{\text{кр}}$); 2) все три корня действительные и различные — т. н. докритич. состояние (изотермы при $T<T_{\text{кр}}$); 3) два корня мнимые, не имеющие физ. смысла, один корень действительный; этот случай соответствует сверхкритич. состоянию (изотермы при $T>T_{\text{кр}}$). Изотермы при $T\geqslant T_{\text{кр}}$ качественно описывают поведение реальных газов. При докритич. темп-рах $T<T_{\text{кр}}$ поведение газа описывается изотермой-изобарой насыщенного пара — прямой на диаграмме $p-V$, напр. прямой ac ($p_{\text{н. п.}}=\text{const}$), а не S-образной кривой $adec$, соответствующей В. у.

Геом. место начальных и конечных точек «равновесия» a и c стабильной и метастабильной фаз (определяемое из условия равенства заштрихованных площадей) наз. б и н о д а л ь ю (кривая aKc). Кривая, соединяющая экстремальные точки типа d и e, наз. с п и н о д а л ь ю (кривая dKe). Область, заключённая между бинодалью и спинодалью,— область неустойчивого, метастабильного состояния системы. Т. о., участки изотерм типа ad и ec относятся к метастабильному равновесию соответственно перегретой жидкости и системы жидкость+газ, а также системы жидкость+газ и переохлаждённого газа. Участок dbe не имеет физ. смысла, т. к. на этом участке при росте p увеличивается и V, что невозможно.

При достаточно низких темп-рах участок adb опускается ниже изобары $p=0$. В этом случае имеющий физ. смысл участок ad попадёт в область отрицат. давлений, что соответствует неустойчивому состоянию растянутой жидкости.

С помощью В. у. можно получить критич. параметры $p_{\text{кр}}$, $V_{\text{кр}}$ и $T_{\text{кр}}$. В точке K изотермы Ван-дер-Ваальса имеют как максимум, так и точку перегиба, т. е.

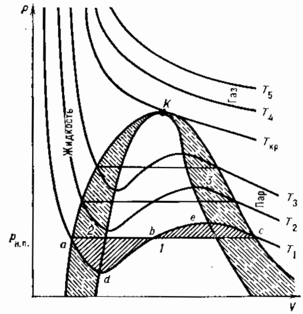


Диаграмма состояния вещества в координатах $p-V$: $T_1<T_2<<T_3<T_{\text{кр}}<T_4<T_5$—изотермы, рассчитанные по В. у.; K — критическая точка; линии aKc — бинодаль, dKe — спинодаль; 1 — область жидкость+газ; 2 и 3 — области метастабильного состояния систем: перегретая жидкость и жидкость+пар, переохлаждённый пар и жидкость+пар. Заштрихованные площади adb и bec равны.

$(\partial p/\partial V)_{T_{\text{кр}}}=0$, $(\partial^2 p/\partial^2 V)_{T_{\text{кр}}}=0$. Решение системы ур-ний Ван-дер-Ваальса и двух приведённых выше имеет вид:

$$T_{\text{кр}}=\frac{8}{27}\,\frac{a}{b};\quad V_{\text{кр}}=3Nb;\quad p_{\text{кр}}=\frac{1}{27}\,\frac{a}{b^2}.$$

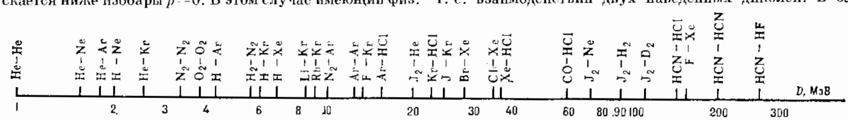
Несмотря на то, что постоянная b имеет подгоночный характер, размеры молекул, полученные с помощью выражения $V_{\text{кр}}=3Nb$, хорошо согласуются с полученными др. методами.

В. у., в к-рое введены относит. величины $T/T_{\text{кр}}$, $p/p_{\text{кр}}$, $T/T_{\text{кр}}$, наз. приведённым ур-нием состояния; оно имеет более широкое применение, чем В. у. Если в В. у. давление разложить по степеням плотности и сравнить с *вириальным разложением*, то постоянные a и b можно выразить через вириальные коэффициенты.

Лит. см. при ст. *Газ.* *Ю. Н. Любитов.*

ВАН-ДЕР-ВА́АЛЬСОВЫ МОЛЕ́КУЛЫ — связанное состояние небольшого числа атомов и молекул, возникающее за счёт слабого дальнодействующего, напр. ван-дер-ваальсовского, взаимодействия (системы, включающие большое число таких частиц, наз. кластерами). *Обменное взаимодействие*, обеспечивающее прочную связь в хим. соединениях, в В. м. отвечает отталкиванию. Поэтому слабая связь, объединяющая частицы в В. м. (рис.), образуется при относительно больших расстояниях между ними, когда дальнодействующее взаимодействие ещё превышает обменное. Входящие в состав В. м. компоненты сохраняют свою индивидуальность.

В В. м. атомы (молекулы) могут удерживаться не только за счёт ван-дер-ваальсовского взаимодействия, т. е. взаимодействия двух наведённых диполей. В за-



Энергии диссоциации D для различных ван-дер-ваальсовых молекул.

висимости от типа молекулы связь может определяться и др. типами дальнодействующих взаимодействий: диполь — наведённый диполь, диполь — квадруполь и т. д. Возможно также ион-ионное взаимодействие, отвечающее слабому перетеканию электрона от одной компоненты В. м. к другой.

Энергия диссоциации В. м. значительно ниже энергии диссоциации обычных молекул, поэтому В. м. легко разрушаются и при нормальных условиях их содержание в газе относительно мало. В. м. эффективно образуются при низких темп-рах, напр. при истечении газа в вакуум из сопла (наиб. распространённый способ получения В. м.).

Для регистрации В. м. используют спектральные методы. Частóты линий поглощения свободной молекулы и такой же молекулы, входящей в состав В. м., несколько сдвинуты относительно друг друга. По интенсивности поглощения на этих близких частотах определяется относит. плотность В. м. Др. способ их регистрации — масс-спектрометрический: исследуемый газ частично ионизуется монохроматич. слабым пучком электронов и затем производится масс-спектрометрич. анализ образующихся ионов. Если известны относит. вероятности образования простого и *кластерного ионов* при ионизации В. м. электронным ударом, то можно установить содержание в газе В. м. Аналогичный метод связан с ионизацией газа монохроматич. УФ-излучением.

Для исследования В. м. применяют метод электрич. резонансной спектроскопии молекулярного пучка. Газ выпускается из сопла в резонатор с высоким разрешением. По резонансным частотам резонатора в радиочастотной и СВЧ-области спектра восстанавливают частоты вращат. переходов В. м. Анализ этого спектра даёт информацию о геометрии и параметрах В. м. Потенциал ионизации В. м. обычно ниже потенциала ионизации входящих в неё фрагментов. Разность между этими величинами близка к энергии диссоциации кластерного иона, образующегося при фотоионизации В. м. Один из способов разрушения В. м.— возбуждение колебат. уровней энергии фрагмента: В. м. распадается, если энергия колебат. возбуждения фрагмента превышает энергию её диссоциации.

Присутствие В. м. отражается на характере разл. процессов в газе и плазме, напр. приводит к ускорению процесса прилипания медленных электронов к молекулам кислорода. Обычно этот процесс идёт как тройное столкновение:

$$e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2,$$

а при низких темп-рах определяющим становится процесс с участием В. м.:

$$e + (O_2)_2 \rightarrow O_2^- + O_2.$$

Лит.: Смирнов Б. М., Ван-дер-ваальсовские молекулы, «УФН», 1984, т. 142, с. 31. *Б. М. Смирнов.*

ВАН-ДЕР-ВÁАЛЬСОВЫ РÁДИУСЫ — см. *Атомный радиус.*

ВАН-ДЕР-ВÁАЛЬСОВЫ СÍЛЫ — см. *Межмолекулярное взаимодействие.*

ВАНФЛÉКОВСКИЙ ПАРАМАГНЕТÍЗМ — *парамагнетизм*, обусловленный деформацией электронной оболочки атома (или иона) приложенным магн. полем $\boldsymbol{H}$; деформация приводит к индуцированию магн. момента у атома (иона), если его электронная оболочка не обладает сферич. симметрией или осевой симметрией относительно $\boldsymbol{H}$. Т. о., В. п. является поляризационным, в отличие от ориентац. парамагнетизма, при к-ром магн. поле только выстраивает уже имеющиеся у атомов магн. моменты. Теорию поляризационного парамагнетизма разработал Дж. Ван Флек (J. Van Vleck, 1927). Квантовомеханич. ф-ла магн. восприимчивости χ системы слабовзаимодействующих частиц (атомов, молекул), у к-рых электронные оболочки не обладают сферич. симметрией, включает член (см. *Диамагнетизм*), учитывающий вклад в χ возможных (виртуальных) квантовых переходов между энергетически наинизшим состоянием системы $\mathscr{E}_0$ и её возбуждёнными состояниями $\mathscr{E}_n$

$$\chi_{\text{пм}} = 2N_A \sum_{n=1}^{p} \frac{|\langle n|\hat{M}_z|0\rangle|^2}{\mathscr{E}_n - \mathscr{E}_0}. \qquad (1)$$

Здесь $\chi_{\text{пм}}$ — парамагн. восприимчивость 1 моля, $\hat{M}_z$ — оператор z-составляющей суммарного орбитального и спинового моментов всех электронов системы. Квадрат модуля $|\langle n|\hat{M}_z|0\rangle|^2$ недиагональных матричных элементов оператора $\hat{M}_z$ определяет вероятность квантовых переходов в системе, описываемых оператором $(\boldsymbol{H}\cdot\hat{M}_z)$ (внеш. поле $\boldsymbol{H}$ направлено по оси z). Сумма (1) при $\mathscr{E}_n > \mathscr{E}_0$ положительна и определяет поляризационный парамагнетизм; он тем больше, чем меньше разность $\mathscr{E}_n - \mathscr{E}_0$.

Пока не происходит теплового возбуждения более высоких уровней энергии, поляризац. парамагн. восприимчивость не зависит от темп-ры, что отличает её от ориентац. парамагн. восприимчивости, уменьшающейся с ростом темп-ры. Наиб. ярко В. п. выявляется в соединениях ионов Eu^{3+} и Sm^{3+}. Соединения Eu^{3+} не обладают при низких темп-рах ориентац. парамагнетизмом, т. к. осн. состояние этого иона является синглетным, т. е. полный момент атома в этом состоянии $J=0$. В. п. в соединениях, содержащих Eu^{3+}, особенно велик, т. к. расстояние между нижними уровнями мультиплета мало ($\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_0 \approx 300$ см$^{-1}$). Благодаря этому при низких темп-рах (ниже 100 К) магн. восприимчивость соединений Eu^{3+} не зависит от темп-ры и составляет заметную величину ($\chi_{\text{пм}} \sim 10^{-2}$).

Вещества, содержащие парамагн. ионы с синглетным осн. состоянием, наз. **поляризационными** или **ванфлековскими парамагнетиками.** Ванфлековскими парамагнетиками, кроме соединений Eu^{3+}, могут быть и соединения др. редкоземельных ионов с чётным числом электронов в незаполненной оболочке, осн. уровень к-рых расщепляется кристаллич. полем так, что нижний уровень является синглетным, а расстояние до ближайшего уровня невелико и составляет десятки см$^{-1}$. К таким ионам с сильным В. п. в первую очередь относятся Pr^{3+}, Tm^{3+}, Tb^{3+} и Ho^{3+}.

Ванфлековские парамагнетики могут быть использованы для получения сверхнизких темп-р методом адиабатич. размагничивания ядерной спиновой системы (С. А. Альтшулер, 1966). Индуцированный магн. полем электронный магн. момент создаёт благодаря *сверхтонкому взаимодействию* эффективное поле на ядре, к-рое в 10—100 раз больше приложенного магн. поля. Благодаря этому существенно улучшаются эксперим. возможности (стартовые темп-ра и магн. поле, холодопроизводительность) метода. Так, с помощью интерметаллич. соединений типа $PrNi_5$ удаётся получать темп-ру 1—3 мК, размагничивая их от нач. темп-ры 50 мК и нач. поля 2 Тл.

Лит.: Van Vleck J. H., The theory of electric and magnetic susceptibilities, Oxf., 1932; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971. *А. С. Боровик-Романов.*

ВАН ХÓВА ОСÓБЕННОСТИ (Ван Хова сингулярности) — особенности *плотности состояний* квазичастиц $\nu(\mathscr{E})$ в кристаллах как ф-ции энергии квазичастиц $\mathscr{E}$. Плотность состояний ν связана со скоростью *квазичастицы* $\boldsymbol{v} = \partial\mathscr{E}/\partial\boldsymbol{p}$ ($\boldsymbol{p}$ — импульс квазичастицы) соотношением

$$\nu(\mathscr{E}) = \frac{1}{8\pi^3} \int \frac{dS}{v}, \qquad (1)$$

где интегрирование идёт по изоэнергетич. поверхности в *импульсном пространстве.* В. Х. о. связаны с обращением в нуль v в седловых и экстремальных точках в $\boldsymbol{p}$-пространстве.

С ростом энергии квазичастицы от минимальной $\mathscr{E}_{\text{мин}}$ («дно» энергетич. зоны) до максимальной $\mathscr{E}_{\text{макс}}$ («потолок») форма энергетич. поверхностей в $\boldsymbol{p}$-пространстве меняется, причём внутри каждой энергетич. зоны есть слой открытых изоэнергетич. поверхностей, в то время как вблизи $\mathscr{E}_{\text{мин}}$ и $\mathscr{E}_{\text{макс}}$ изоэнергетич. поверхности замкнуты (см. *Зонная теория*). Переход от замкнутых к открытым поверхностям происходит «через» поверхность $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})=\mathscr{E}_{\text{к}}$, содержащую т. н. конич. точку $\boldsymbol{p}_{\text{к}}$, в к-рой $v=0$ (рис. 1). Вблизи $\boldsymbol{p}_{\text{к}}$ ф-ции $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ можно придать вид:

$$\mathscr{E}(\boldsymbol{p})=\mathscr{E}_{\text{к}}+\frac{p_1^2}{2m_1}+\frac{p_2^2}{2m_2}-\frac{p_3^2}{2m_3}, \qquad (2)$$

причём *эффективные массы* m_1, m_2, m_3 одного знака. Энергии $\mathscr{E}_{\text{к}}$ наз. особыми точками S-типа (если $m_1, m_2, m_3>0$, то S_1-типа; если m_1, m_2, $m_3<0$, то S_2-типа). Это седловые точки ф-ции $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$.

Л. Ван Хов (L. Van Hove) в 1953 сформулировал и доказал теорему, согласно к-рой в каждой энергетич. зоне имеется по меньшей мере две точки S-типа (одна

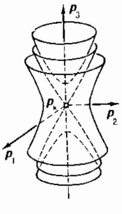
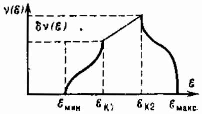


Рис. 1. Изменение топологии изоэнергетических поверхностей вблизи конической точки.

Рис. 2. Зависимость плотности состояний ν от энергии $\mathscr{E}$ квазичастицы.



S_1-типа, другая S_2-типа). Схематич. зависимость плотности состояний $\nu(\mathscr{E})$ в энергетич. зоне изображена на рис. 2. Аномальная часть $\nu(\mathscr{E})$, содержащая В. X. о., равна $\delta\nu=A\,|\,\mathscr{E}_{\text{к}}-\mathscr{E}\,|^{1/2}$, где $A=\frac{\sqrt{2}}{\pi^2\hbar^3}\,|\,m_1m_2m_3\,|^{1/2}$ и отлично от нуля для особенности S_1-типа при $\mathscr{E}<\mathscr{E}_{\text{к}}$, а для особенности S_2-типа при $\mathscr{E}>\mathscr{E}_{\text{к}}$.

В. X. о. могут наблюдаться не только при переходе от замкнутых изоэнергетич. поверхностей к открытым, но и при любом изменении связности изоэнергетич. поверхностей, в частности при возникновении у изоэнергетич. поверхности новой полости. Новая полость зарождается в точке с $v=0$, благодаря чему и в этом случае $\delta\nu\sim|\,\mathscr{E}-\mathscr{E}_{\text{к}}\,|^{1/2}$ и отлична от 0 при тех значениях энергии, при к-рых полость есть. В этом смысле особенности при $\mathscr{E}=\mathscr{E}_{\text{мин}}$ и $\mathscr{E}=\mathscr{E}_{\text{макс}}$ можно трактовать как В. X. о.

Знание В. X. о. существенно для понимания энергетич. зонной структуры кристаллов. Если к.-л. причина выделяет определ. изоэнергетич. поверхность (как, напр., выделена *ферми-поверхность* в металлах), то изменение её связности приводит к проявлению В. X. о. в макроскопич. свойствах. Так, изменение путём внеш. воздействия связности ферми-поверхности — причина предсказанного (И. М. Лифшиц) и обнаруженного экспериментально (Н. Б. Брандт и др.) электронно-топологич. фазового перехода металлов при упругих деформациях.

Лит.: Van Hove L., The occurence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal, «Phys. Rev.», 1953, v. 89, p. 1189; Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1974, гл. 2, § 5; Косевич А. М., Физическая механика реальных кристаллов, К., 1981, гл. 1, § 2; Анималу А., Квантовая теория кристаллических твердых тел, пер. с англ., М., 1981, гл. 4, § 8. *М. И. Каганов.*

ВАН-ЦИ́ТТЕРТА — ЦЕ́РНИКЕ ТЕОРЕ́МА: функция *когерентности* излучения от пространственно некогерентного источника с распределением интенсивности $I(\rho)$ пропорциональна волновому полю когерентного излучателя с распределением амплитуды, повторяющим $I(\rho)$. Установлена в 1934 П. Ван-Циттертом (P. van Cittert) и в 1938 Ф. Цернике (F. Zernicke) более простым способом. Физ. содержание теоремы состоит в том, что из-за дифракц. расплывания и перекрытия пучков излучения возникает частичная когерентность в двух точках. В результате степень когерентности излучения в двух точках оказывается связанной с дифракцией.

Если $G(\boldsymbol{r},\,\boldsymbol{\rho})\exp(-i\omega t)$ — волновое поле, создаваемое в точке $\boldsymbol{r}$ квазимонохроматич. точечным источником, расположенным в точке $\boldsymbol{\rho}$, то распределение источников в объёме V, описываемое ф-цией $F(\boldsymbol{\rho})$, создаёт поле с комплексной амплитудой

$$E(\boldsymbol{r})=\int_V G(\boldsymbol{r},\,\boldsymbol{\rho})\,F(\boldsymbol{\rho})\,d\boldsymbol{\rho}. \qquad (1)$$

Полностью пространственно некогерентный излучатель описывается случайной ф-цией источника $f(\boldsymbol{\rho})$, ср. значение к-рой $\langle f(\boldsymbol{\rho})\rangle=0$, а *корреляционная функция* имеет вид:

$$\langle f(\boldsymbol{\rho})\,f^*(\boldsymbol{\rho}')\rangle=I(\boldsymbol{\rho})\,\delta(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'). \qquad (2)$$

Здесь $I(\boldsymbol{\rho})\geqslant 0$ — интенсивность источников, * означает комплексное сопряжение, $\delta(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}')$ — трёхмерная дельта-функция. Из (1) и (2) следует, что пространственная ф-ция когерентности волнового поля выражается ф-лой

$$\langle E(\boldsymbol{r})\,E^*(\boldsymbol{r}')\rangle=\int_V G(\boldsymbol{r},\,\boldsymbol{\rho})\,G^*(\boldsymbol{r}',\,\boldsymbol{\rho})\,I(\boldsymbol{\rho})\,d\boldsymbol{\rho}. \qquad (3)$$

Правая часть здесь имеет тот же вид, что и в (1), если принять $F(\boldsymbol{\rho})=G^*(\boldsymbol{r}',\,\boldsymbol{\rho})I(\boldsymbol{\rho})$. В силу *взаимности принципа* $G(\boldsymbol{r}',\,\boldsymbol{\rho})=G(\boldsymbol{\rho},\,\boldsymbol{r}')$ представляет собой расходящуюся сферич. волну в точке $\boldsymbol{\rho}$, возбуждаемую источником, находящимся в точке $\boldsymbol{r}'$. Комплексно сопряжённая величина $G^*(\boldsymbol{\rho},\,\boldsymbol{r}')$ представляет собой поле, создаваемое в точке $\boldsymbol{\rho}$ сферич. волной, сходящейся в точку $\boldsymbol{r}'$. Т. о., ф-ция когерентности (3) совпадает с полем, создаваемым в точке $\boldsymbol{r}'$ источниками, к-рые находятся когерентной сферич. волной, сфокусированной в точку $\boldsymbol{r}'$, причём амплитуда этих источников в каждой точке пропорциональна интенсивности исходного некогерентного источника в той же точке. Напр., для теплового излучения, создаваемого нагретым шаром диам. D на расстоянии R от него, поперечный радиус когерентности ρ_c имеет тот же порядок величины, что и размер фокального пятна (диска Эйри), возникающего при фокусировке плоской волны, длина к-рой λ, линзой, имеющей диам. D и фокусное расстояние R: $\rho_c\sim\lambda R/D=\lambda/\Theta$. Здесь $\Theta=D/R$ — угол, под к-рым виден источник из точки наблюдения. Отсюда следует, что поперечный радиус когерентности возрастает по мере удаления от источника.

Лит.: Van Cittert P. H., Die wahrscheinliche Schwingungsverteilung in einer von einer Lichtquelle direkt oder mittels einer Linse beleuchteten Ebene, «Physica», 1934, v. 1, p. 201; Zernicke F., The concept of degree of coherence and its application to optical problems, ibid., 1938, v. 5, p. 785; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973. *В. И. Татарский.*

ВАНЬЕ́—МО́ТТА ЭКСИТО́Н — квазичастица, возникающая при бестоковых возбуждениях в полупроводниках, связанных с образованием пары электрон—дырка. Конкретизируя идею Я. И. Френкеля об экситонах — возбуждённых состояниях электронной системы кристаллов, энергетич. уровни к-рых располагаются ниже зоны проводимости (см. *Френкеля экситон*), Г. Ванье и Н. Мотт предположили, что экситон в кристаллич. полупроводнике можно рассматривать как пару *квазичастиц* — электрон проводимости и дырку, к-рые связаны кулоновским взаимодействием [1, 2]. Энергия W кулоновского взаимодействия таких квазичастиц в кристалле $W=e^2/\varepsilon r$, где ε — диэлектрич. проницаемость, r — расстояние между связанными в В.—М. э. электроном и дыркой, e — заряд электрона. Благодаря ослабленному средой в ε раз кулоновскому взаимодействию r может в сотни раз превосходить размеры элементарной ячейки кристалла. Вследствие этого В.—М. э. часто наз. экситоном большого радиуса. Энергия связи Э. обычно в 100—1000 раз меньше, чем энергия связи атома водорода. В.—М. э. существуют в кристаллах при низких темп-рах. При комнатных темп-рах колебания решётки достаточно сильны, чтобы разорвать слабую экситонную связь.

Время жизни В.—М. э. невелико: электрон и дырка рекомбинируют с излучением фотона, обычно за время $\sim10^{-5}-10^{-7}$ с. Кроме того, В.—М. э. может погибнуть безызлучательно, напр. при захвате дефектами решётки. При малых концентрациях В.—М. э. ведут себя в кристалле подобно газу. При больших концентрациях становится существенным их взаимодействие и возможно образование связанного состояния двух В.—М. э.— экситонной молекулы (см. *Биэкситон*).

В.—М. э. существенным образом проявляются во всех оптич. эффектах в полупроводниках. Это связано с тем, что и в акте поглощения света (фотон рождает пару электрон — дырка) и акте излучения (фотон возникает при аннигиляции пары) электрон и дырка находятся в одной точке кристалла и кулоновское взаимодействие играет определяющую роль.

Экситонные уровни и зоны. Возбуждённое экситонное состояние, возникающее в одном месте кристаллич. решётки, вследствие трансляц. симметрии способно распространяться по кристаллу. По этой причине В.—М. э. характеризуется квазиимпульсом $p_{ex}=\hbar k_{ex}$, где k_{ex} — квазиволновой вектор, характеризующий движение центра масс экситона. Если эффективные массы электрона $m_э^*$ и дырки $m_д^*$ изотропны, то Шрёдингера ур-ние для В.—М. э. имеет вид:

$$\left(\frac{\hat p_э^2}{2m_э^*}-\frac{\hat p_д^2}{2m_д^*}-\frac{e^2}{\varepsilon r}\right)\psi=\mathscr{E}\psi. \qquad (1)$$

Здесь $\mathscr{E}$ — энергия системы, а $\hat p_э$ и $\hat p_д$ — операторы импульса электрона и дырки. Ур-ние (1) часто наз. двухчастичным. Оно позволяет включить экситонные состояния, точное описание к-рых возможно только в рамках многоэлектронной задачи, в зонную схему полупроводника, получаемую на основе одноэлектронного приближения (см. *Зонная теория*).

Замена переменных, разделяющая поступат. движение В.—М. э. как целого и внутр. орбитальное движение, приводит ур-ние (1) к виду:

$$\left(\frac{\hat p_{ex}^2}{2\mu}-\frac{e^2}{\varepsilon r}\right)\Phi(\boldsymbol r)=\left[\mathscr{E}-\frac{\hbar^2k_{ex}^2}{M}\right]\Phi(\boldsymbol r). \qquad (2)$$

Здесь μ — приведённая эффективная масса экситона, определяемая соотношением $1/\mu=1/m_э^*+1/m_д^*$, $M=m_э^*+m_д^*$ — его полная масса, $\boldsymbol r=\boldsymbol r_э-\boldsymbol r_д$ ($\boldsymbol r_э$, $\boldsymbol r_д$ — координаты электрона и дырки), Φ — ф-ция, описывающая внутр. движение электрона и дырки, связанных в экситон. Ур-ние (2) аналогично ур-нию Шрёдингера для атома водорода. Отсюда следует, что $\Phi(\boldsymbol r)$ — водородоподобная волновая ф-ция, зависящая от квантовых чисел — главного n, азимутального l и магнитного m. Ф-ция $\Phi(\boldsymbol r)$ связана с $\psi(\boldsymbol r)$ след. образом:

$$\psi_{n,l,m,k_{ex}}(\boldsymbol r)\approx\Phi_{n,l,m}(\boldsymbol r)\exp(ik_{ex}\rho), \qquad (3)$$

где $\rho=(m_э^*\boldsymbol r_э+m_д^*\boldsymbol r_д)/(m_э^*+m_д^*)$ — координата центра масс экситона.

Из (2) следует, что для каждого значения k_{ex} существует набор экситонных состояний, характеризуемых энергиями:

$$\mathscr{E}_n(k_{ex})=-\frac{\mu e^4}{2\hbar^2\varepsilon^2n^2}+\frac{\hbar^2k_{ex}^2}{2M}. \qquad (4)$$

Первый член — энергия относительного орбитального движения электрона и дырки, связанных в экситон. Второй член — кинетич. энергия центра масс В.—М. э., движущегося по кристаллу как целое. Т. о., существует водородоподобная последовательность экситонных энергетич. зон, каждая из к-рых определяется квантовым числом $n=1, 2, 3\ldots$ Внутри таких зон энергия В.—М. э. непрерывно зависит от k_{ex}. Если $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны полупроводника, то (4) можно представить в виде:

$$\mathscr{E}_n(k_{ex})=\mathscr{E}_g-\frac{R_{ex}}{n^2}+\frac{\hbar^2k_{ex}^2}{2M}. \qquad (5)$$

Величина $R_{ex}=\mu e^4/2\hbar^2\varepsilon^2$ по аналогии с постоянной Ридберга для атома водорода наз. экситонным Ридбергом. Серия экситонных энергетич. зон сходится к границе энергии диссоциации В.—М. э. на свободные электрон и дырку.

Поскольку импульс фотона $p_ф$ в оптич. области спектра мал, то вследствие закона сохранения импульса прямые оптич. переходы возможны лишь в экситонные состояния с $k_{ex}=p_ф\approx0$, т. е. практически на дно каждой из экситонных зон. Это правило отбора для оптически возбуждённого экситона сформулировано Френкелем в 1931. Следствием его является тот факт, что экситонный оптич. спектр состоит из последовательности узких спектральных линий, положение к-рых определяется выражением:

$$\mathscr{E}_n=\mathscr{E}_g-\frac{R_{ex}}{n^2},\quad n=1, 2, 3, \ldots . \qquad (6)$$

Т. о., R_{ex} имеет смысл энергии ионизации В.—М. э., к-рая отсчитывается от дна зоны проводимости до состояния с $n=1$ [3, 4].

Экситонные спектры полупроводников. Спектр В.—М. э. в кристалле Cu_2O впервые наблюдали в 1952 Е. Ф. Гросс и Н. А. Корыев и независимо М. Хаяси (M. Hayasi) и К. Кацуки (K. Katsuki), но экситонная интерпретация его в работе японских авторов отсутствовала. При темп-ре жидкого гелия (4,2 К) в спектрах поглощения чистых кристаллов Cu_2O насчитывается до 9 линий водородоподобной экситонной серии (рис. 1). Их энергетич. положение в спектре удовлетворяет соотношению:

$$\mathscr{E}_n=2{,}177-0{,}097/n^2\ (\text{эв}),\quad n=2, 3, 4, \ldots . \qquad (7)$$

Граница диссоциации при 4,2 К соответствует ширине запрещённой зоны $\mathscr{E}_g=2{,}177$ эВ (жёлтая часть спектра). Серия начинается с линии $n=2$. Это характерно для полупроводниковых кристаллов, где зона проводимости и валентная зона, формирующие экситон, описываются волновыми ф-циями одинаковой чётности. Оптич. переход между такими зонами запрещён. Внутр. (орбитальное) движение в экситоне, образованном носителями из таких зон, описывается волновыми ф-циями Φ_{nlm} P-типа. В этом случае дипольный оптич. переход в состояние с $n=1$ запрещён. Если В.—М. э. образован электроном и дыркой, принадлежащими зонам с волновыми ф-циями разной чётности, то Φ_{nlm} — сферически симметричные S-функции. В этом случае $l=0$ и т. к. $l=n-1$, то состояния с $n=1$ реализуются. Действительно, в таких полупроводниках, как GaAs, CdS, Ge, первое экситонное состояние $1S$ проявляется в спектре в виде интенсивной линии. В кристалле Cu_2O разрешён лишь оптич. квадрупольный переход в состояние

Рис. 1. Экситонный спектр поглощения Cu_2O (пластинки толщиной 60 мкм) при 4,2 К. Видны члены серии, начиная с $n=3$ ($\lambda=573{,}5$ нм).

1S. Интенсивность соответствующей линии мала и сильно зависит от состояния поляризации света, проходящего через кристалл. Многочленная экситонная серия наблюдается в кристалле SnO_2, где прямые дипольные межзонные переходы также запрещены, а линия $n=1$ разрешена лишь в квадрупольном приближении.

Энергия ионизации R_{ex} зависит от величины его приведённой эффективной массы μ и диэлектрич. проницаемости кристалла ε. Она очень мала для узкозонных полупроводников, напр. для InSb, где $m_э^*=0,0139\ m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), а $\varepsilon=17,9$, энергия связи $\mathcal{E}_1<0,5\cdot10^{-3}$ эВ.

Влияние примесей на образование В.—М. э. В кристаллич. полупроводниках, содержащих примеси, создающие мелкие уровни (донорные или акцепторные) при темп-рах T, превышающих порог ионизации примесных состояний, свободные носители заряда могут экранировать кулоновское взаимодействие и разрушать В.—М. э. При наличии свободных носителей потенциал кулоновского взаимодействия имеет вид:

$$V(r)=\frac{e^2}{\varepsilon r}e^{-r/r_D}, \qquad (8)$$

где $r_D=\mathcal{E}kT/4\pi e^2N$ — *дебаевский радиус экранирования*. Здесь N — концентрация свободных носителей заряда. Если радиус первого экситонного состояния с $n=1$ $a_{ex}=\hbar^2\varepsilon/\mu e^2$ (боровский радиус В.—М. э.), то условие исчезновения экситонной серии вследствие экранировки: $a_{ex}>r_D$. Для В.—М. э. в кристаллах Ge это условие выполняется при концентрации доноров $\sim10^{17}$ см$^{-3}$ и $T=77$ К. Т. о., для наблюдения слабосвязанных экситонов в полупроводниках необходимы низкие темп-ры и чистые кристаллы.

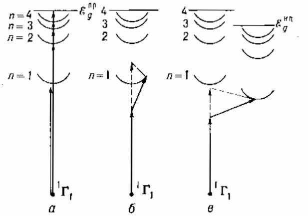


Рис. 2. Оптические переходы кристалла из основного состояния $^1\Gamma_1$ в экситонные энергетические зоны; $\mathcal{E}_g^{пр}$, $\mathcal{E}_g^{нп}$ — ширины запрещённых зон для прямых и непрямых переходов. *а* — Прямые бесфононные переходы, когда возникают экситоны с волновым вектором $k_{ex}=0$. Спектр поглощения — водородоподобная серия узких линий поглощения (рис. 1). *б* — Прямые однофононные переходы, при которых возникают экситоны с $k_{ex}\neq0$; сплошные линии — переходы с поглощением фонона, пунктир — переходы с рождением фонона; спектр состоит из ступенек сплошного поглощения. *в* — Непрямые однофононные переходы в экситонные зоны, расположенные у дна зоны проводимости при $k\neq0$.

Возбуждённые светом электроны и дырки могут связываться в В.—М. э. вблизи нейтр. или заряж. примеси, в результате чего возникают связанные состояния экситона с примесным центром — примесные экситоны (экситонные комплексы).

Роль зонной структуры полупроводника. Узкие линии в экситонном спектре поглощения кристалла наблюдаются при прямых бесфононных оптич. переходах, когда рождаются экситоны с $k_{ex}=0$ (рис. 2, *а*). При участии фонона возможны оптич. переходы в точки экситонных зон с $k_{ex}\neq0$ (рис. 2, *б*). В этом случае спектр поглощения В.—М. э. имеет ступенчатый характер. На рис. 2, *б* показаны оптич. переходы с участием фонона, идущие в центре *Бриллюэна зоны*. Сплошное поглощение, связанное с участием фононов, наблюдается также, если оптич. переходы совершаются в экситонные состояния, расположенные вне центра зоны Бриллюэна (рис. 2, *в*). Такие непрямые («косые») переходы характерны для кристаллов Si, Ge, GaP, у к-рых абс. энергетич. минимумы зоны проводимости расположены не в центре зоны Бриллюэна.

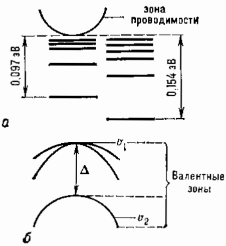
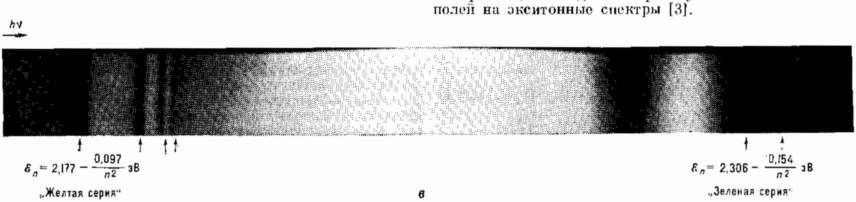


Рис. 3. Схема экситонных уровней (*а*) и валентных зон (*б*) в Cu_2O. Экситон с $R_{ex}=0,097$ эВ образован электроном зоны проводимости и дыркой валентной зоны v_1, а экситон с $R_{ex}=0,154$ эВ — электроном зоны проводимости и дыркой валентной зоны v_2; Δ — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны. *в* — Экситонный спектр поглощения Cu_2O (пластинка толщиной 15 мкм), видны 2 серии в жёлтой и зелёной частях спектра.

В спектрах поглощения и отражения полупроводников может наблюдаться неск. серий линий, обусловленных В.—М. э. Это связано со сложной зонной структурой полупроводников. Напр., в кубич. кристаллах валентная зона расщепляется на две подзоны (рис. 3, *а*). Следствием этого является появление двух В.—М. э., образованных дырками разных валентных подзон (рис. 3, *б*) и двух серий линий (рис. 3, *в*). Расстояние между границами этих серий соответствует величине спин-орбитального расщепления. В кристаллах с симметрией ниже кубической валентная зона расщепляется на 3 подзоны. Соответственно в спектрах наблюдаются 3 серии экситонных линий (напр., CdS, CdSe).

Двухчастичное ур-ние (1) описывает упрощённо энергетич. спектр В.—М. э. Более строгая теория учитывает, помимо существования подзон лёгких и тяжёлых дырок, вырожденных при $k=0$ в кубич. полупроводниках, гофрировку валентной зоны в **k**-пространстве, анизотропию эффективных масс, симметрию внутрикристаллич. поля, а также др. особенности зонной структуры и взаимодействий квазичастиц в кристалле. Такая теория (приводящая к громоздким численным расчётам) описывает отклонение положения экситонных уровней от простой водородоподобной зависимости (4), тонкую структуру экситонного спектра, закономерности, наблюдаемые при изучении влияния внеш. полей на экситонные спектры [3].



в

Влияние магнитного и электрического полей на экситонные спектры. Наряду с зеемановским расщеплением спектральных линий атомов и атомоподобных систем в магн. поле (см. *Зеемана эффект*), может наблюдаться их сдвиг в фиолетовую часть спектра. Этот сдвиг — следствие возмущающего действия магн. поля на орбитальное движение электронов. Сдвиг всегда положителен, а величина его $\Delta\mathscr{E}=e^2H^2r^2/8\mu c^2$ мала для состояний атома или атомоподобных систем с малыми радиусами r. Поскольку радиус возбуждённых экситонных состояний составляет сотни и тысячи Å, сдвиг, пропорциональный r^2, хорошо наблюдается в полях H, не превышающих десятки кЭ. Существование большого радиуса у В.—М. э. первоначально и было доказано экспериментами по наблюдению сдвига экситонных линий под влиянием магн. поля.

В сильных магн. полях возникают т. н. диамагнитные экситоны, определяющие структуру спектра межзонного оптич. поглощения в полупроводниках, помещённых в сильное магн. поле [5]. Описание воздействия электрич. поля на край поглощения в полупроводниках также требует учёта экситонных состояний (см. *Келдыша — Франца эффект*).

Влияние В.—М. э. на фотопроводимость и др. свойства полупроводников. Согласно предположению Френкеля, оптич. переходы в экситонные состояния не должны приводить к фотопроводимости. Однако взаимодействия экситонов, напр. с фононами или примесными атомами, приводят к возникновению фотопроводимости при возбуждении экситонов светом. Одним из видов такого взаимодействия может быть, напр., ионизация примеси или самого экситона и появление свободных электрона или дырки в зонах. Поэтому В.—М. э. играют существ. роль в разл. механизмах *фотопроводимости* полупроводников. Представления об экситонах используются при изучении спектра и кинетики *люминесценции* в полупроводниках. Существенная роль В.—М. э. в *комбинационном рассеянии света* в полупроводниках, особенно в процессах неупругого резонансного рассеяния света.

Способность экситонных возбуждений перемещаться по кристаллич. решётке приводит к проявлению в экситонных спектрах *дисперсии пространственной*. Взаимодействие В.—М. э. со световой волной приводит к образованию смешанных, т. н. свето-экситонных, состояний (*поляритонов*). Учёт этих эффектов лежит в основе кристаллооптики сред с пространственной дисперсией [6]. Нелинейные явления, наблюдаемые в области энергий, соответствующих экситонным поляритонам, перспективны для развития методов генерации субпикосекундных импульсов света.

При высоких концентрациях В.—М. э. наблюдаются т. н. металлизация экситонов с образованием электронно-дырочных капель и др. явления, обусловленные коллективным взаимодействием квазичастиц (см. *Электронно-дырочная жидкость*, [7]).

В.—М. э. состоит из двух фермионов, поэтому он является бозоном. Следовательно, возможна *Бозе — Эйнштейна конденсация* В.—М. э. (либо *биэкситонов*).

Лит.: 1) Wannier G. H., The structure of electronic excitation levels in insulating crystals, «Phys. Rev.», 1937, v. 52, p. 191; 2) Mott N. F., Conduction in polar crystals, pt. 2, «Trans. Farad. Soc.», 1938, v. 34, p. 500; 3) Нокс Р., Теория экситонов, пер. с англ., М., 1966; 4) Гросс Е., Экситон и его движение в кристаллической решетке, «УФН», 1962, т. 76, с. 433; 5) Захарченя Б. П., Сейсян Р. П., Диамагнитные экситоны в полупроводниках, «УФН», 1969, т. 97, с. 194; 6) Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; 7) Келдыш Л. В., Электронно-дырочные капли в полупроводниках, «УФН», 1970, т. 100, с. 514.

Б. П. Захарченя.

ВАР (вольт-ампер реактивный, ВАр) — единица реакт. мощности переменного синусоидального тока, равная реакт. мощности при действующих значениях тока 1 А и напряжении 1 В, если сдвиг фаз между ними равен $\pi/2$.

ВАРА́КТОР — то же, что *варикап*.

ВАРИА́ЦИИ КОСМИ́ЧЕСКИХ ЛУЧЕ́Й — см. в ст. *Космические лучи*.

ВАРИАЦИО́ННОЕ ИСЧИСЛЕ́НИЕ — раздел математики, обобщающий элементарную теорию экстремума ф-ций. В В. и. речь идёт об экстремуме *функционалов* — величин, зависящих от выбора одной или неск. ф-ций $f_1, \ldots, f_m$, к-рые играют для функционала $F[f_1, \ldots, f_m]$ роль аргументов. Аналогично тому, как в задаче об экстремуме ф-ции $f(x_1, \ldots, x_n)$ необходимо указать область G изменения её аргументов, для функционала следует задать класс допустимых функциональных аргументов (напр., класс ф-ций, непрерывных вместе с первыми производными в области D и удовлетворяющих нек-рым условиям на границе D). Если задача об экстремуме непрерывной ф-ции всегда имеет решение (такая ф-ция достигает экстремальных значений внутри G или на её границе), то существование экстремума функционала для данного класса функциональных аргументов не гарантировано априори и требует каждый раз особого исследования. Одну из первых задач В. и. сформулировал И. Бернулли (J. Bernoulli) в 1696, окончательно В. и. сформировалось в 18 в. благодаря работам Л. Эйлера (L. Euler).

Необходимым условием экстремума ф-ции $f(x)$ в точке $x^{(0)}=(x_1^0, \ldots, x_n^0)$ является равенство нулю её производной по любому направлению $a=(a_1, \ldots, a_n)$: $df(x+\varepsilon a)/d\varepsilon\,|_{\varepsilon=0}=(a\nabla f)=0$, т. е. $\nabla f=0$. Малому смещению аргумента для функционалов соответствует вариация (отсюда назв. В. и.) ф-ций: $f_j \to f_j+\varepsilon\eta_j$, где η_j — ф-ции из допустимого класса, обращающиеся в нуль на границе D. Аналогом производной по направлению служит первая вариация функционала:

$$\delta F=\frac{d}{d\varepsilon}F[f_j+\varepsilon\eta_j]\,|_{\varepsilon=0}=\sum_j\int_D\frac{\delta F}{\delta f_j}\eta_j\,dx_1\ldots dx_n,$$

где определяемая последней ф-лой вариационная, или *функциональная производная* $\delta F/\delta f_j$ является аналогом градиента ∇f. Необходимое условие экстремума функционала, $\delta F/\delta f_j=0$, следует из осн. леммы В. и.: если для всех ф-ций $\eta(x_1, \ldots, x_n)$ из допустимого класса, обращающихся в нуль на границе D,

$$\int_D\varphi(x_1, \ldots, x_n)\,\eta(x_1, \ldots, x_n)\,dx_1\ldots dx_n=0,$$

то непрерывная ф-ция $\varphi(x)=0$.

На практике функционал F задаётся в виде интеграла по области D от нек-рой комбинации ф-ций $f_1, \ldots, f_m$ и их производных; в простейших случаях

$$F=\int_D\mathscr{L}(f_i,\ \partial f_j/\partial x_i)\,dx_1\ldots dx_n.$$

Вычисление функциональной производной приводит к *Эйлера — Лагранжа уравнениям* — системе дифференц. ур-ний

$$\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial f_j}-\sum_i\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial(\partial f_j/\partial x_i)}=0,\ j=1, \ldots, m$$

с соответствующими граничными условиями.

Решения этой системы наз. экстремалями функционала F. Экстремаль соответствует минимуму F при выполнении условия Лежандра [обобщающего требование неотрицательности квадратичной формы $\sum_{i,j}a_ia_j\,\partial^2f/\partial x_i\,\partial x_j$, гарантирующего минимум ф-ции $f(x)$]. Согласно этому условию, всюду на экстремали должна быть неотрицательна квадратичная форма с коэф. $\partial^2\mathscr{L}/\partial\dot f_i\,\partial\dot f_j$ (в простейшем случае одномерной области D, когда $\dot f_j=df_j/dx$).

До сих пор шла речь о вариац. задачах, в к-рых допустимый функциональный аргумент подчинялся лишь граничным условиям. В более общей постановке задачи требуется найти экстремали функционала F с дополнит. условиями, налагаемыми на функциональные аргументы во всей области D их определения. Эти условия могут быть интегральными:

$$K=\int_D C\,(f_j,\ \partial f_j/\partial x_i)\,dx_1\ldots dx_n=0$$

или алгебраическими: $C(f_j,\ \partial f_j/\partial x_i)=0$. В обоих случаях задача сводится к обычной введением множителей Лагранжа λ. В первом случае переходят к новому функционалу $\tilde{F}=F+\lambda K$, решают ур-ния Эйлера — Лагранжа, а множитель λ находят из условия $K=0$ на экстремали. Во втором случае вводят новый функционал

$$\tilde{F}=F+\int_D C\lambda\,(x)\,dx_1\ldots dx_n$$

и неизвестную ф-цию $\lambda(x)$ находят из ур-ний Эйлера — Лагранжа.

В. и. используют в разл. областях физики. Фактически все законы, формулируемые обычно в локальном дифференц. виде, можно сформулировать на вариац. языке. Фундам. примером является *наименьшего действия принцип* в классич. механике. Здесь роль переменной x играет время t, меняющееся в заданном интервале $[a,\ b]$, функциональными аргументами являются обобщённые координаты $q_j(t)$, а называемый *действием* функционал $S[q_j]=\int_a^b \mathscr{L}(q_j,\ \dot{q}_j)\,dt$ задаётся *Лагранжа функцией* $\mathscr{L}$. Согласно принципу наименьшего действия, движение с заданными граничными условиями для $q_j(a)$ и $q_j(b)$ осуществляется по экстремали функционала S. В физике используют также др. вариац. принципы.

В задаче о движении материальной точки во внеш. поле можно интересоваться только формой траектории без детального знания временной зависимости $\boldsymbol{q}(t)$. В этом случае используется принцип минимизации укороченного действия, или **принцип Мопертюи**: при задании потенц. энергии U, полной энергии E, начальных и конечных точек траектории вся траектория определяется минимизацией функционала

$$S_0=\int_{q_i}^{q_f}\sqrt{2m\,(E-U\,(\boldsymbol{q}))}\,dl,$$

где dl — элемент длины траектории, а $\boldsymbol{q}_i$ и $\boldsymbol{q}_f$ — начальная и конечная её точки. Принцип Мопертюи является следствием принципа наименьшего действия и допускает обобщение на сложные механич. системы.

Аналогом принципа Мопертюи в оптике служит *Ферма принцип* наименьшего времени: в среде с переменным показателем преломления n траектория луча света такова, что интеграл $\int_{q_i}^{q} I\,dl/n\,(\boldsymbol{q})$ минимален. Иначе говоря, луч света избирает себе траекторию, для прохождения к-рой требуется миним. время.

Последний пример — вариац. **принцип Ритца** в квантовой механике. Задачу о решении ур-ния Шрёдингера $\hat{H}\psi(q)=E\psi(q)$ можно сформулировать как задачу о минимизации функционала $J=\int \psi^*\hat{H}\psi\,dq$ при дополнит. условии $\int \psi^*\psi\,dq=1$ (здесь q — набор обобщённых координат). Принцип Ритца — незаменимое орудие расчёта сложных атомов и ядер, когда точное решение ур-ния Шрёдингера невозможно и задачу решают минимизацией функционала J на нек-ром классе пробных ф-ций.

Лит.: Курант Р., Гильберт Д., Методы математической физики, пер. с нем., т. 1, 3 изд., М.— Л., 1951; Лаврентьев М. А., Люстерник Л. А., Курс вариационного исчисления, 2 изд., М.— Л., 1950; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979. *А. В. Смилга.*

ВАРИАЦИОННЫЕ ПРИНЦИПЫ МЕХАНИКИ — положения, устанавливающие свойства, к-рыми истинное, т. е. фактически происходящее под действием заданных сил, движение (или состояние равновесия) механич. системы отличается от всех её кинематически возможных движений (состояний), и позволяющие получить в качестве следствия ур-ния движения или условия равновесия этой системы. Ряд В. п. м. выражает эти свойства в виде, к-рый позволяет распространить принцип на др. области физики. Этим обусловливается важность В. п. м. для всей теоретич. физики. Практич. ценность В. п. м. заключается в том, что при применении их к решению задач механики из ур-ний движения или условий равновесия исключаются наперёд неизвестные реакции соответствующих связей.

Устанавливаемое В. п. м. свойство движения сводится во многих случаях (но не всегда) к тому, что для истинного движения системы нек-рая физ. величина, являющаяся ф-цией кинематич. и динамич. характеристик этой системы, имеет экстремум (минимум или максимум). При этом В. п. м. могут отличаться друг от друга видом той физ. величины (той ф-ции), к-рая для истинного движения является экстремальной, а также особенностями механич. систем и классами тех движений, для к-рых это экстремальное свойство имеет место. По форме В. п. м. можно разделить на дифференциальные, устанавливающие, чем истинное движение системы отличается от кинематически возможных в каждый данный момент времени, и интегральные, устанавливающие это различие для перемещений, совершаемых системой за конечный промежуток времени. В рамках механики дифференц. принципы имеют более общий характер, т. к. они приложимы к системам с любыми голономными и неголономными связями (см. *Голономная система*, *Неголономная система*). Интегральные принципы в их наиб. компактной форме приложимы только к голономным и даже только к консервативным системам. Однако выражение их через энергию и инвариантность по отношению к преобразованиям координат системы делает эти принципы приложимыми далеко за пределами классич. механики.

К осн. дифференц. В. п. м. относятся: 1) возможных перемещений принцип, устанавливающий общее условие равновесия механич. системы с идеальными связями, согласно к-рому положения равновесия отличаются от всех др. положений системы тем, что только для положений равновесия сумма элементарных работ всех активных сил на любом возможном перемещении системы равна нулю; 2) Д'Аламбера — Лагранжа принцип, устанавливающий общее свойство движения механич. системы с идеальными связями, согласно к-рому истинное движение системы отличается от всех кинематически возможных тем, что только для истинного движения сумма элементарных работ всех активных сил и сил инерций на любом возможном перемещении системы равна в каждый момент времени нулю. Равенство, выражающее этот принцип математически, наз. ещё общим ур-нием механики (см. *Динамика*). К др. дифференц. В. п. м. относятся *Журдена принцип*, принцип наименьшего принуждения (см. *Гаусса принцип*) и принцип наименьшей кривизны (см. *Герца принцип*).

К интегральным В. п. м. относятся т. н. принципы наименьшего, или стационарного, действия, согласно к-рым для данного класса сравниваемых друг с другом движений истинным является то, для к-рого физ. величина, наз. *действием*, имеет за время перемещения системы минимум (точнее, экстремум). Принцип наименьшего действия чаще всего применяется в форме Гамильтона — Остроградского или Мопертюи — Лагранжа. В принципе Гамильтона — Остроградского сравниваются движения, происходящие между двумя данными конфигурациями системы за один и тот же промежуток времени, а под действием в простейшем случае понимается определ. интеграл по времени от разности между кинетич. и потенциальной энергиями системы. В принципе Мопертюи — Лагранжа сравниваются движения консервативной системы между двумя данными её конфигурациями, происходящие с одной и той же нач. кинетич. энергией, а под действием понимается определ. интеграл по времени от удвоенной кинетич. энергии системы (подробнее см. *Наименьшего действия принцип*).

В. п. м. применяются для составления ур-ний движения механич. системы и изучения общих свойств этих движений, а также при соответствующем обобщении понятий в механике сплошных сред, в термодинамике, электродинамике, квантовой механике, теории относительности и др.

Лит.: Вариационные принципы механики. Сб. ст., под ред. Л. С. Полака, М., 1959 [переводы оригинальных работ И. Бернулли, Гамильтона, Гаусса, Герца, Д'Аламбера, Лагранжа, Мопертюи, Остроградского, Эйлера, Якоби и мн. др.]. См. также лит. при ст. *Действие*, *Динамика*. *С. М. Тарг.*

ВАРИКАП — полупроводниковый диод, ёмкость к-рого зависит от приложенного напряжения (прямого смещения, см. *p—n-переход*). Используется как переменная ёмкость (0,01—100 пФ) либо как элемент с нелинейной ёмкостью (параметрич. диод).

ВАРИКОНД [англ. varicond, от vari(able) — переменный и cond(enser) — конденсатор] — конденсатор, заполненный сегнетокерамикой, ёмкость к-рого нелинейно зависит от приложенного напряжения (см. *Сегнетоэлектрики*). Ёмкость 10 пФ — 1 мкФ, её изменение — в 2—20 раз.

ВАРИНЬОНА ТЕОРЕМА — одна из теорем механики, устанавливающая зависимость между *моментами сил* данной системы и моментом их равнодействующей относительно к.-л. центра или оси. Сформулирована для сходящихся сил П. Вариньоном (P. Varignon) в 1687. В. т. гласит: если данная система сил $\boldsymbol{F}_i$ имеет равнодействующую $\boldsymbol{R}$, то момент равнодействующей $\boldsymbol{M}_0(\boldsymbol{R})$ относительно любого центра O (или оси z) равен сумме моментов $\boldsymbol{M}_0(\boldsymbol{F}_i)$ составляющих сил относительно того же центра O (или той же оси z). Математически В. т. выражается равенствами:

$$\boldsymbol{M}_0(\boldsymbol{R})=\sum\nolimits_{i=1}^{n}\boldsymbol{M}_0(\boldsymbol{F}_i) \qquad (1)$$

или

$$M_z(\boldsymbol{R})=\sum\nolimits_{i=1}^{n}M_z(\boldsymbol{F}_i). \qquad (2)$$

В ф-ле (1) моменты сил относительно центра O — величины векторные и сумма является геометрической (векторной); в ф-ле (2) моменты сил относительно оси z — величины скалярные и сумма является алгебраической. Моменты относительно центра O могут также рассматриваться как величины алгебраические, когда все силы $\boldsymbol{F}_i$ расположены в одной плоскости и центр O лежит в той же плоскости.

В. т. используется при решении ряда задач механики (особенно статики), сопротивления материалов, теории сооружений и др.

Лит. см. при ст. *Статика*. *С. М. Тарг.*

ВАРИСТОР [англ. varistor, от vari(able) — переменный и (resi)stor — резистор] — переменное сопротивление R, величина к-рого изменяется в зависимости от приложенного напряжения. Порошкообразный SiC (или др. полупроводник) запрессовывают вместе со связующим веществом (глина, жидкое стекло, органич. лаки и др.) в форму и спекают при темп-ре 1700 °С. Уменьшение R с ростом напряжения связано с падением сопротивления контактов между зёрнами SiC. Это происходит вследствие нелинейного роста тока через *p—n*-переходы, образующиеся на этих контактах, в результате *автоэлектронной эмиссии* из острых участков зёрен и др.

ВАТТ (Вт, W) — единица мощности СИ, равная мощности, при к-рой работа в 1 Дж совершается за 1 с. Назв. в честь Дж. Уатта (J. Watt). 1 Вт=10^7 эрг/с=0,102 кгс·м/с. В. используют для выражения механич. мощности, а также мощностей, ей эквивалентных (напр., мощности электрич. цепи, теплового потока и т. д.).

ВЕБЕР (Вб, Wb) — единица СИ магн. потока, равная потоку, создаваемому однородным магн. полем при индукции 1 тесла через нормальное сечение площадью в 1 м². Назв. в честь В. Э. Вебера (W. E. Weber). 1 Вб равен также магн. потоку, при убывании к-рого до нуля в сцепленном с ним контуре сопротивлением 1 Ом через сечение проводника проходит кол-во электричества 1 Кл. 1 Вб=1 Кл·Ом=1 В·с=1 Т·м²=10^8 *максвелл*.

ВЕДУЩЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ (управляющее магнитное поле) — магн. поле в окрестности орбиты частицы в циклич. *ускорителе заряженных частиц*, обеспечивающее движение частицы по искривлённой траектории.

ВЕЙЛЯ УРАВНЕНИЕ — уравнение движения для безмассовой двухкомпонентной (описываемой двухкомпонентным спинором) частицы со спином $^1/_2$.

Четырёхкомпонентный спинор $\psi(x)$, являющийся решением *Дирака уравнения* [$x=(x^0, \boldsymbol{x})$ — пространственно-временная координата], всегда можно представить в виде:

$$\psi(x)=\psi_R(x)+\psi_L(x),$$

где $\psi_R(x)=\frac{1+\gamma_5}{2}\psi(x)$, $\psi_L(x)=\frac{1-\gamma_5}{2}\psi(x)$ — соответственно правая и левая компоненты $\psi(x)$ (γ_5 — *Дирака матрица*). Из ур-ния Дирака следует, что $\psi_R(x)$ и $\psi_L(x)$ удовлетворяют ур-ниям:

$$i\gamma^\mu\frac{\partial\psi_R}{\partial x^\mu}-m\psi_L=0, \qquad (1)$$

$$i\gamma^\mu\frac{\partial\psi_L}{\partial x^\mu}-m\psi_R=0. \qquad (2)$$

Здесь m — масса покоя частицы, γ^μ ($\mu=0, 1, 2, 3$) — матрицы Дирака (используется система единиц, в к-рой $\hbar=c=1$). При $m=0$ ур-ния (1) и (2) «расцепляются» и для безмассовой частицы получаем:

$$\gamma^\mu\frac{\partial\psi_{L,R}}{\partial x^\mu}=0. \qquad (3)$$

Ур-ния (3) удобно рассмотреть в представлении, в к-ром матрица γ_5 диагональна (спинорное или киральное представление). В этом представлении

$$\gamma_5=\begin{pmatrix}I & 0\\ 0 & -I\end{pmatrix};\quad \gamma^i=\begin{pmatrix}0 & -\sigma_i\\ \sigma_i & 0\end{pmatrix},\ i=1, 2, 3;\ \gamma^0=\begin{pmatrix}0 & I\\ I & 0\end{pmatrix},$$

где σ_i — *Паули матрицы*, I — единичная, 0 — нулевая 2×2 матрицы. Если четырёхкомпонентный спинор ψ записать в виде:

$$\psi=\begin{pmatrix}\psi_+\\ \psi_-\end{pmatrix}$$

(ψ_+ и ψ_- — двухкомпонентные спиноры), то

$$\psi_R=\begin{pmatrix}\psi_+\\ 0\end{pmatrix},\quad \psi_L=\begin{pmatrix}0\\ \psi_-\end{pmatrix}$$

и для ψ_+ и ψ_- из (3) получаем:

$$\frac{\partial\psi_+}{\partial x^0}+\boldsymbol{\sigma}\nabla\psi_+=0, \qquad (4)$$

$$\frac{\partial\psi_-}{\partial x^0}-\boldsymbol{\sigma}\nabla\psi_-=0. \qquad (5)$$

Чтобы понять физ. смысл ф-ций ψ_+ и ψ_-, рассмотрим состояния с импульсом $\boldsymbol{p}$ и энергией $p^0=|\boldsymbol{p}|$:

$$\psi_\pm(x)=u_\pm(\boldsymbol{p})\exp(i\boldsymbol{p}\boldsymbol{x}-ip^0x^0).$$

Из (4) и (5) следует, что двухкомпонентные спиноры $u_+(\boldsymbol{p})$ и $u_-(\boldsymbol{p})$ удовлетворяют ур-ниям:

$$\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{n}u_\pm(\boldsymbol{p})=\pm u_\pm(\boldsymbol{p}).$$

Здесь $\boldsymbol{n}=\boldsymbol{p}/|\boldsymbol{p}|$, $\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{n}$ — оператор *спиральности*. Т. о., спиноры $u_+(\boldsymbol{p})$ и $u_-(\boldsymbol{p})$ описывают частицу соответственно с положит. и отрицат. спиральностью. Аналогично можно показать, что решения ур-ний (4) и (5) с определ. импульсом и отрицат. энергией описывают *античастицу* соответственно с отрицат. и положит. спиральностью.

Ур-ния (4) и (5) получены Г. Вейлем (H. Weyl) в 1929 и носят его имя. Вейль предположил, что (4) [либо (5)] может быть ур-нием для безмассовой частицы со спином $^1/_2$. Гипотеза Вейля была вскоре подвергнута критике В. Паули (W. Pauli) на том основании, что ур-ния (4) и (5) не инвариантны относительно *пространственной инверсии* [«... эти волновые ур-ния... не инвариантны относительно зеркального отображения (перемены правого на левое) и вследствие этого неприменимы к физическим объектам». В. Паули, «Общие принципы волновой механики», М.—Л., 1947, с. 254]. Об ур-ниях Вейля вспомнили в 1957 после эксперим. открытия несохранения *чётности* в слабом взаимодействии. Л. Д. Ландау, Ли Цзундао (Lee Tsung Dao) и Янг Чжэньнин (Yang Chen Ning) и А. Салам (A. Salam) предположили, что нейтрино описывается двухкомпонентным вейлевским спинором ψ_+ либо ψ_- (теория двухкомпонентного нейтрино; см. *Нейтрино*). Ландау основывался на гипотезе *CP*-инвариантности и предположил, что нейтрино является вейлевской частицей, поскольку ур-ния Вейля инвариантны относительно *CP*-преобразования. Эксперимент подтвердил теорию двухкомпонентного нейтрино.

Лит.: Ландау Л. Д., Об одной возможности для поляризационных свойств нейтрино, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 407.
С. М. Биленький.

ВЕЙСБАХА ФО́РМУЛА — формула для расчёта потерь *напора* на местных сопротивлениях при течении несжимаемой жидкости в каналах: $h=\zeta v^2/2g$, где h — местная потеря напора, v — ср. скорость за местом, где происходит потеря напора, ζ — коэф. местного сопротивления. Предложена Ю. Вейсбахом (J. Weisbach) (1855).

ВЕ́КТОР СОСТОЯ́НИЯ (амплитуда состояния; символ $|\Phi\rangle$ или $|\rangle$, предложен П. А. М. Дираком) — основное понятие *квантовой механики*, матем. объект, задание к-рого в определ. момент времени полностью определяет состояние квантовомеханич. системы и, при известных взаимодействиях, её дальнейшую эволюцию. Тот факт, что объект, описывающий состояние в квантовой механике, в матем. отношении должен представлять собой вектор, вытекает из осн. принципа квантовой механики — принципа суперпозиции состояний (см. *Суперпозиции принцип*). Из этого принципа следует также, что совокупность В. с. к.-л. физ. системы образует комплексное векторное пространство, к-рое может быть конечномерным или бесконечномерным в зависимости от того, содержит ли оно конечное или бесконечное число линейно независимых В. с. Исходя из определения скалярного произведения В. с., можно каждому вектору $|A\rangle$ этого пространства взаимно однозначно сопоставить сопряжённый (дуальный) ему вектор $\langle A|$, связанный с $|A\rangle$ след. соотношениями: если $|A\rangle=c_1|A_1\rangle+c_2|A_2\rangle$, где c_1, c_2 — произвольные комплексные числа, то $\langle A|=c_1^*\langle A_1|+c_2^*\langle A_2|$ (* означает комплексное сопряжение). По терминологии, предложенной Дираком, вектор $|A\rangle$ наз. «кет», а сопряжённый ему вектор $\langle A|$ — «бра», что отвечает разбиению англ. слова bracket (скобка) на две части. Если координаты вектора «кет» $|A\rangle$ в к.-л. базисе представлять в виде столбца $\binom{a_1}{a_2}$, то координаты вектора «бра» $\langle A|$ в сопряжённом базисе могут быть представлены строкой из комплексно-сопряжённых чисел: $(a_1^*, a_2^*, \ldots)$, а скалярное произведение двух В. с. $|A\rangle$ и $|B\rangle$, обозначаемое $\langle A|B\rangle$ (причём $\langle A|B\rangle=\langle B|A\rangle^*$), получается по правилам матричного умножения (см. *Матрица*) путём умножения строки, отвечающей $\langle A|$, на столбец, отвечающий $|B\rangle$. Вследствие взаимно однозначного соответствия между векторами «кет» и «бра» любое состояние динамич. системы может быть описано с помощью как В. с. «кет», так и В. с. «бра».

Скалярное произведение В. с. $|A\rangle$ само на себя наз. нормой $|A\rangle$. Оно представляет собой обобщение квадрата длины обычного вектора. В квантовой механике постулируется, что В. с. динамич. системы обладают конечной неотрицат. нормой: $\langle A|A\rangle\geqslant 0$. (Для В. с., отвечающих «нефизическим» переменным, это требование может быть ослаблено; см. *Индефинитная метрика*.)

В пространстве В. с. имеет смысл понятие ортогональности, к-рое является обобщением соответствующего понятия для обычных векторов: два В. с. $|A\rangle$ и $|B\rangle$ наз. ортогональными друг другу, если $\langle A|B\rangle=0$.

Для задания произвольного В. с. динамич. системы используется в качестве ортогонального нормированного (ортонормированного) базиса совокупность В. с., отвечающих *полному набору* измеряемых физ. величин для данной системы, т. е. если величины F, G, ..., H составляют полный набор, а $\hat F$, $\hat G$, ..., $\hat H$ — соответствующие им *эрмитовы операторы*, то в качестве базиса используются собственные В. с.

$$\begin{aligned}\hat F|F, G, \ldots, H\rangle&=F|F, G, \ldots, H\rangle,\\ \hat G|F, G, \ldots, H\rangle&=G|F, G, \ldots, H\rangle,\\ \hat H|F, G, \ldots, H\rangle&=H|F, G, \ldots, H\rangle.\end{aligned} \tag{1}$$

где F, G, ..., H (обозначим их набор для краткости одной буквой n) — *собственные значения* операторов $\hat F$, $\hat G$, ..., $\hat H$. Если n образуют дискретный спектр, то соответствующие им собственные В. с. могут быть нормированы на единицу:

$$\langle n|n'\rangle=\delta_{nn'}; \tag{2}$$

здесь $|n'\rangle=|F', G', \ldots, H'\rangle$, $\delta_{nn'}=\delta_{FF'}\delta_{GG'}\ldots\delta_{HH'}$ — символ Кронекера: $\delta_{nn'}=0$, если $n\neq n'$ и $\delta_{nn'}=1$, если $n=n'$ (т. е. если $F=F'$, $G=G'$, ..., $H=H'$). Произвольный В. с. динамич. системы $|\Phi\rangle$ может быть представлен в виде разложения:

$$|\Phi\rangle=\sum\nolimits_n c_n|n\rangle, \tag{3}$$

где c_n — координаты В. с. $|\Phi\rangle$ в базисе $|n\rangle$ — представляют собой ф-цию переменных n,

$$c_n=\langle n|\Phi\rangle=\psi(n).$$

Ф-ция $\psi(n)$ наз. *волновой функцией* в представлении величин n. Квадрат модуля волновой ф-ции $|\psi(n)|^2$, согласно статистич. интерпретации квантовой механики, равен вероятности того, что для системы, находящейся в состоянии, описываемом В. с. $|\Phi\rangle$, набор определяющих состояние величин равен n. Т. о., волновая ф-ция представляет собой амплитуду вероятности. Поскольку задание волновой ф-ции полностью определяет В. с. $|\Phi\rangle$ динамич. системы, можно вычислить вероятности возможных значений K_i любой другой физ. величины K, не входящей в полный набор (n). Для этого В. с. $|\Phi\rangle$ должен быть разложен по В. с., отвечающим другому полному набору величин, включающему величину K (см. *Представлений теория*).

Если собств. значения n (или нек-рые из них) образуют сплошной спектр, суммирование в (3) заменяется интегрированием по соответствующим величинам, а условие (2) нормировки собственных В. с. на единицу заменяется условием нормировки на *дельта-функцию*:

$$\langle n|n'\rangle=\delta(n-n'). \tag{2'}$$

Квадрат модуля волновой ф-ции в этом случае равен плотности вероятности данного состояния. Вероятность dw того, что для системы с В. с. $|\Phi\rangle$ величины (n) будут обнаружены в интервалах $n+dn$, равна:

$$dw=|\psi(n)|^2\,dn.$$

Формально условие (2′) противоречит постулату квантовой механики, требующему существования конечной нормы В. с. Это связано с тем, что В. с., отвечающий определ. значению физ. величины, имеющей непрерывный спектр, является матем. идеализацией. В действительности любая физ. величина F, принимающая непрерывные значения, может быть определена только с нек-рой степенью точности ΔF, зависящей от разрешения прибора. Поэтому «физические» В. с., отвечающие заданному (среднему) значению измеренной величины $\bar F$, представляют собой по существу *волновой пакет*:

$$|\bar F\rangle = \frac{1}{\Delta F}\int_{\bar F-\Delta F/2}^{\bar F+\Delta F/2} |F'\rangle\, dF'. \qquad (4)$$

[В более общем случае суперпозиция В. с. (4) может содержать коэффициенты $c(F')$, плавно меняющиеся в интервале $(\bar F-\Delta F/2,\ \bar F+\Delta F/2)$.] При условии нормировки (2'): $\langle F''|F'\rangle=\delta(F''-F')$ норма В. с. $|\bar F\rangle$ конечна: $\langle \bar F|\bar F\rangle=1/\Delta F$ при любом конечном ΔF. Т. о., «физические» В. с. (4) удовлетворяют требованию существования конечной нормы. Однако в матем. отношении использование их представляет ряд неудобств. Поэтому в аппарате квантовой механики, как правило, используют «монохроматические» В. с. с условием нормировки (2'), имея в виду, что из них всегда можно составить «физические» В. с. с конечной нормой.

Для динамич. системы, состоящей из N частиц, полным набором измеряемых величин может служить совокупность пространственных координат всех частиц $(x_1, y_1, z_1, \ldots, x_N, y_N, z_N)$ вместе с величинами, определяющими внутр. степени свободы частиц (напр., *спинами*) $(\zeta_1, \ldots, \zeta_N)$. Координаты В. с. в этом базисе

$$\langle x_1, y_1, z_1, \ldots, x_N, y_N, z_N;\ \zeta_1, \ldots, \zeta_N|\Phi\rangle = \Psi(\boldsymbol r_1, \ldots, \boldsymbol r_N;\ \zeta_1, \ldots, \zeta_N)$$

наз. волновой ф-цией в *конфигурационном представлении*. Условие существования конечной нормы В. с.

$$\langle\Phi|\Phi\rangle=\sum_{\zeta_1,\ldots,\zeta_N}\iiint \Psi^*(\boldsymbol r_1,\ldots,\boldsymbol r_N;\ \zeta_1,\ldots,\zeta_N)\times \Psi(\boldsymbol r_1,\ldots,\boldsymbol r_N;\ \zeta_1,\ldots,\zeta_N)\,d\boldsymbol r_1\ldots d\boldsymbol r_N=K<\infty$$

означает, что В. с. принадлежат *гильбертову пространству*. Использование в матем. аппарате квантовой механики собственных В. с. с бесконечной нормой (2') для величин, имеющих непрерывный спектр, требует формального расширения пространства Гильберта путём включения в него также В. с. с бесконечной нормой при условии, что волновые пакеты (4), составленные из суперпозиции таких В. с., обладают конечной нормой.

В *квантовой теории поля* В. с. часто задаётся в *чисел заполнения представлении*. В. с. системы частиц с импульсами $\boldsymbol p_1, \ldots, \boldsymbol p_N$ и др. квантовыми числами $\sigma_1, \ldots, \sigma_N$ получается (с точностью до нормирующего множителя) в результате действия операторов рождения частиц (a^+) на В. с. вакуума $|0\rangle$:

$$|\boldsymbol p_1, \sigma_1;\ \ldots;\ \boldsymbol p_N, \sigma_N\rangle = a^+_{\sigma_1}(\boldsymbol p_1)\ldots a^+_{\sigma_N}(\boldsymbol p_N)|0\rangle.$$

В случае, когда число частиц в системе может изменяться (т. е. в результате взаимодействий происходит рождение или уничтожение частиц), для задания В. с. используется также *Фока представление* (в к-ром число частиц в системе не фиксировано).

Лит.: Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., [2 изд.], М., 1979; Мессиа А., Квантовая механика, пер. с франц., т. 1—2, М., 1978—79. *С. С. Герштейн.*

ВЕ́КТОРНАЯ А́ЛГЕБРА — раздел математики, в к-ром изучаются простейшие операции над 3-мерными векторами. Исчисление, позволяющее оперировать геом. величинами по правилам алгебры, возникло в 19 в. и было окончательно оформлено в работах У. Р. Гамильтона (W. R. Hamilton) и Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs). Направленный отрезок $\boldsymbol a$, наз. вектором, характеризуется длиной (модулем) $a=|\boldsymbol a|$ и направлением. Сумма двух векторов $\boldsymbol a+\boldsymbol b$ определяется по правилу треугольника (параллелограмма): вектор $\boldsymbol b$ откладывается от конца вектора $\boldsymbol a$, и сумма $\boldsymbol a+\boldsymbol b$ определяется как вектор, соединяющий начало $\boldsymbol a$ с концом $\boldsymbol b$. Если λ — действит. число, то вектор $\lambda\boldsymbol a$ получается из вектора $\boldsymbol a$ растяжением в λ раз (при отрицат. λ происходит растяжение в $|\lambda|$ раз и изменение направления на противоположное). Сумма векторов не меняется при перестановке слагаемых, т. е. сложение коммутативно. Кроме того, оно обладает свойством ассоциативности: $(\boldsymbol a+\boldsymbol b)+\boldsymbol c=\boldsymbol a+(\boldsymbol b+\boldsymbol c)$. Для сложения векторов и умножения на число справедливы обычные правила раскрытия скобок (как при операциях с числами). Множество всех векторов пространства с введёнными операциями сложения и умножения на число образует *векторное пространство*.

Скалярное произведение двух векторов определяется как число $(\boldsymbol{ab})=ab\cos\varphi$, где a, b — длины соответств. векторов, а φ — угол между ними. Векторное произведение $[\boldsymbol{ab}]$, или $\boldsymbol a\times\boldsymbol b$, определяется как вектор, имеющий длину $ab\sin\varphi$, перпендикулярный к плоскости векторов $\boldsymbol a$, $\boldsymbol b$ и направленный так, чтобы тройка $\boldsymbol a$, $\boldsymbol b$, $[\boldsymbol{ab}]$ была правой. Векторы правой (левой) тройки расположены по отношению друг к другу так же, как большой, указат. и средний пальцы правой (левой) руки. Правая тройка переходит в левую при обращении направления одного или всех векторов тройки.

При перестановке сомножителей скалярное произведение не меняется, а векторное меняет знак. Скалярное произведение обращается в нуль для перпендикулярных (ортогональных) векторов, а векторное — для параллельных (коллинеарных). Имеет место свойство линейности скалярного и векторного произведений по одному из аргументов (любому):

$$(\boldsymbol a(\boldsymbol b+\boldsymbol c))=(\boldsymbol{ab})+(\boldsymbol{ac}),\quad (\boldsymbol a(\lambda\boldsymbol b))=\lambda(\boldsymbol{ab}),$$
$$[\boldsymbol a(\boldsymbol b+\boldsymbol c)]=[\boldsymbol{ab}]+[\boldsymbol{ac}],\quad [\boldsymbol a\lambda\boldsymbol b]=\lambda[\boldsymbol{ab}].$$

Ясный геом. смысл имеет смешанное произведение $(\boldsymbol a[\boldsymbol{bc}])$. Это число, равное объёму параллелепипеда, построенного на тройке векторов $\boldsymbol a$, $\boldsymbol b$, $\boldsymbol c$ и взятое со знаком плюс или минус в зависимости от того, является ли эта тройка правой или левой. Смешанное произведение не меняется при циклич. (круговой) перестановке его сомножителей: $\boldsymbol a\to\boldsymbol b\to\boldsymbol c\to\boldsymbol a$. Оно обращается в нуль, если эти векторы лежат в одной плоскости (компланарны). Др. полезные формулы:

$$[\boldsymbol a[\boldsymbol{bc}]]=\boldsymbol b(\boldsymbol{ac})-\boldsymbol c(\boldsymbol{ab}),$$
$$[\boldsymbol{ab}][\boldsymbol{cd}]=\boldsymbol a[\boldsymbol b[\boldsymbol{cd}]]=(\boldsymbol{ac})(\boldsymbol{bd})-(\boldsymbol{bc})(\boldsymbol{ad}),$$
$$[\boldsymbol a[\boldsymbol{bc}]]+[\boldsymbol b[\boldsymbol{ca}]]+[\boldsymbol c[\boldsymbol{ab}]]=0.$$

Удобно задавать произвольный вектор $\boldsymbol a$ его компонентами, т. е. проекциями на оси декартовой системы координат, $\boldsymbol a=\{a_1, a_2, a_3\}$. Если $\boldsymbol e_1$, $\boldsymbol e_2$, $\boldsymbol e_3$ — векторы единичной длины, направленные вдоль этих осей (орты), то $\boldsymbol a=a_1\boldsymbol e_1+a_2\boldsymbol e_2+a_3\boldsymbol e_3$. Операции над векторами выражаются через их компоненты след. ф-лами:

$$(\boldsymbol a+\boldsymbol b)_i=a_i+b_i,\quad (\lambda\boldsymbol a)_i=\lambda a_i,$$
$$(\boldsymbol{ab})=a_1b_1+a_2b_2+a_3b_3,$$
$$[\boldsymbol a\ \boldsymbol b]=\begin{vmatrix}\boldsymbol e_1 & \boldsymbol e_2 & \boldsymbol e_3\\ a_1 & a_2 & a_3\\ b_1 & b_2 & b_3\end{vmatrix},\quad (\boldsymbol a[\boldsymbol{bc}])=\begin{vmatrix}a_1 & a_2 & a_3\\ b_1 & b_2 & b_3\\ c_1 & c_2 & c_3\end{vmatrix}.$$

В правых частях последних двух ф-л стоят определители соответств. матриц.

Лит.: Кочин Н. Е., Векторное исчисление и начала тензорного исчисления, 9 изд., М., 1965; Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976. *М. Б. Менский.*

ВЕ́КТОРНАЯ ЧАСТИ́ЦА — элементарная частица со спином 1 и отрицат. *внутренней чётностью*, представляющая собой либо квант фундам. *векторного поля* (фотон, *глюон*, *промежуточные векторные бозоны*), либо связанное состояние *кварка* и антикварка с полным моментом импульса 1 (напр., ρ-, φ-, ω-мезоны). Состояния В. ч. с ненулевой массой характеризуются тремя значениями проекции спина на к.-л. направление: $+1, 0, -1$ или *спиральностью*, если в качестве направления взято направление импульса частицы (для частиц нулевой массы — двумя: ± 1). *А. В. Ефремов.*

ВЕКТОРНОГО ТОКА СОХРАНЕНИЕ в слабом взаимодействии — свойство сохранения не изменяющего странность векторного *заряженного тока* адронов. Гипотеза В. т. с. высказана С. С. Герштейном и Я. Б. Зельдовичем в 1955 и Р. Фейнманом (R. Feynman) и М. Гелл-Маном (M. Gell-Mann) в 1957. Она лежит в основе совр. теории слабого взаимодействия. В. т. с. позволяет объяснить универсальность векторных констант слабого взаимодействия (аналогично тому, как сохранение электромагнитного тока объясняет равенство абс. величин электрич. зарядов, напр. протона и электрона). Открытие того, что универсальное слабое взаимодействие можно представить как взаимодействие двух заряженных токов, представляющих собой сумму векторного V и аксиально-векторного A токов (т. н. $V-A$-теория; см. *Слабое взаимодействие*), вместе с сохранением векторного тока указали на аналогию слабого и эл.-магн. взаимодействий и на особую выделенность *векторных полей* как переносчиков этих взаимодействий (что способствовало развитию калибровочных теорий фундам. взаимодействий).

В. т. с. тесно связано с *изотопической инвариантностью*, вследствие к-рой в сильном взаимодействии сохраняется изовекторный четырёхмерный ток $J_\mu^\alpha(x)$:

$$\frac{\partial J_\mu^\alpha}{\partial x^\mu}=0 \tag{1}$$

[$x(x^0, x^1, x^2, x^3)$ — точка пространства-времени, $\mu=0, 1, 2, 3$, $\alpha=1, 2, 3$ — изотопич. индекс; по индексу μ производится суммирование]. Эл.-магн. ток адронов представляет собой сумму изоскалярного тока J_μ^s и третьей компоненты изовекторного тока J_μ^3:

$$J_\mu^{\text{эм}}=J_\mu^3+J_\mu^s. \tag{2}$$

Гипотеза В. т. с. состоит в том, что не изменяющий странности заряж. векторный ток $V_\mu^\pm$ имеет вид:

$$V_\mu^\pm=J_\mu^1 \pm iJ_\mu^2. \tag{3}$$

В силу (1) этот ток сохраняется:

$$\frac{\partial V_\mu^\pm}{\partial x^\mu}=0.$$

Соотношения (2) и (3) позволяют связать матричные элементы заряж. векторного адронного тока с соответствующими матричными элементами эл.-магн. тока (в частности, связать *формфакторы* в процессах упругого рассеяния заряженных лептонов и нейтрино на нуклонах).

Имеющиеся эксперим. данные подтверждают В. т. с. Одним из классич. процессов, позволивших проверить справедливость гипотезы В. т. с., является распад

$$\pi^+ \longrightarrow \pi^0+e^++\nu_e. \tag{4}$$

В. т. с. позволяет связать адронную часть матричного элемента этого процесса, $\langle\pi^0|V_\mu^{(-)}|\pi^+\rangle$, с матричным элементом оператора эл.-магн. тока:

$$\langle\pi^0\,|\,V_\mu\,|\,\pi^+\rangle=\sqrt{2}\,\langle\pi^+\,|\,J_\mu^{\text{эм}}\,|\,\pi^+\rangle. \tag{5}$$

Матричный элемент $\langle\pi^+|J_\mu^{\text{эм}}|\pi^+\rangle$ характеризуется эл.-магн. формфактором пиона, зависящим от квадрата разности 4-импульсов конечного и начального пионов (q^2). Поскольку в распаде (4) значения q^2 близки к нулю, формфактор пиона в соотношении (5) можно положить равным единице. Для отношения вероятности распада (4) к вероятности осн. распада пиона $\pi^+\to\mu^++\nu_\mu$ тогда получаем:

$$R_{\text{теор}}=1{,}07\cdot10^{-8}.$$

Опыты по изучению распада (4), впервые выполненные в ОИЯИ (г. Дубна), подтвердили гипотезу В. т. с. Из имеющихся данных следует, что

$$R_{\text{эксп}}=1{,}033(34)\cdot10^{-8}.$$

Др. метод проверки В. т. с. — изучение эффектов т. н. слабого магнетизма (М. Гелл-Ман, 1959), учёт к-рого приводит к характерным поправкам к спектрам $\beta^\pm$-распадов ядер:

$$\begin{aligned} {}^{12}\text{N} &\longrightarrow {}^{12}\text{C}+e^++\nu_e,\\ {}^{12}\text{B} &\longrightarrow {}^{12}\text{C}+e^-+\tilde{\nu}_e. \end{aligned} \tag{6}$$

Отношение спектров позитронов и электронов в распадах (6) оказывается пропорциональным величине $1+(^{16}/_3)a\mathscr{E}$, где $\mathscr{E}$ — энергия позитрона (электрона), $a=(\mu_p-\mu_n)/2Mg_A$,

$$\left(\frac{8}{3}a\right)_{\text{теор}}=0{,}0055\ \text{МэВ}^{-1}.$$

Здесь M — масса протона, $g_A\approx1{,}25$ — аксиальная константа слабого взаимодействия, $\mu_p=2{,}79$ и $\mu_n=-1{,}91$ — магн. моменты протона и нейтрона (в ядерных магнетонах). Из данных опыта следует, что

$$\left(\frac{8}{3}a\right)_{\text{эксп}}=0{,}0055(10)\ \text{МэВ}^{-1}.$$

Эл.-магн. взаимодействие и различие масс u- и d-кварков нарушают изотопич. инвариантность и приводят к небольшим ($\sim1\%$) поправкам в соотношениях, к-рые следуют из В. т. с.

Лит.: Ли Цзун-дао, By Ц.-С., Слабые взаимодействия, пер. с англ., М., 1968; By Ц.-С., Мошковский С. А., Бета-распад, пер. с англ., М., 1970; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. *С. М. Биленький.*

ВЕКТОРНОЕ ПОЛЕ — *поле физическое*, состоящее из трёх независимых компонент, преобразующихся при поворотах координатных осей или *Лоренца преобразованиях* как компоненты вектора или 4-вектора. Примером В. п. может служить поле скоростей в гидродинамике, эл.-магн. поле (описываемое четырёхмерным вектор-потенциалом $A_\mu(x)$, $\mu=0, 1, 2, 3$, x — точка пространства-времени) и т. д.

В квантовой теории поля (КТП) квантами В. п. являются *векторные частицы* (т. е. частицы со спином 1), напр. фотон. При этом действительному В. п. соответствует электрически нейтральная частица, а комплексному — заряж. частица (и её античастица с зарядом противоположного знака).

По поведению относительно *пространственной инверсии* (замене координат $\boldsymbol{r}\to-\boldsymbol{r}$) В. п. делят на собственно векторные, меняющие знак при инверсии, и аксиальные, или аксиально-векторные, не меняющие знака.

В релятивистской теории В. п. $V_\mu(x)$ должно подчиняться дополнит. условию:

$$\frac{\partial V_\mu(x)}{\partial x^\mu}=0, \tag{1}$$

к-рое сводит число его независимых компонент до трёх, соответствующих спину 1, и исключает часть, соответствующую спину 0.

Свободное комплексное В. п. подчиняется *Клейна—Гордона уравнению* и в импульсном представлении имеет вид (в системе единиц $\hbar=c=1$):

$$V_\mu(x)=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\frac{d^3k}{\sqrt{2k_0}}\left[e_\mu^\lambda a_\lambda(k)\,e^{i(k_0t-kr)}+\right. \\ \left.+\,c_\mu^\lambda\tilde{a}_\lambda^+(k)\,e^{-i(k_0t-kr)}\right], \tag{2}$$

где k и $k_0=\sqrt{k^2+m^2}$ — соответственно волновой вектор и частота плоской волны, m — параметр, играющий в КТП роль массы кванта поля, e_μ^λ — четырёхмерный вектор поляризации ($\lambda=1, 2, 3$ — поляризац. индекс), $a_\lambda(k)$, $\tilde{a}_\lambda(k)$ и эрмитово сопряжённые им величины $a_\lambda^+(\mathbf{k})$, $\tilde{a}_\lambda^+(\mathbf{k})$ — нек-рые комплексные ф-ции $\mathbf{k}$. В силу условия (1) $k_\mu e_\mu^\lambda = 0$, или $e_0^\lambda = \mathbf{k}\mathbf{e}^\lambda/k_0$, т. е. e_μ^λ имеет три независимые компоненты $\mathbf{e}^1$, $\mathbf{e}^2$, $\mathbf{e}^3$, при этом $\mathbf{e}^3 = (\mathbf{k}/|\mathbf{k}|)(k_0/m)$, а $\mathbf{e}^1$, $\mathbf{e}^2$ — два единичных вектора (орта поперечной поляризации), перпендикулярные $\mathbf{k}$ и друг другу. Вместо них часто используют векторы т. н. спирального базиса $\mathbf{e}_\pm = (\mathbf{e}^1 \pm i\mathbf{e}^2)/\sqrt{2}$, описывающего циркулярную поляризацию, или *спиральность*. В КТП величины a_λ превращаются в операторы, подчиняющиеся *перестановочным соотношениям*:

$$[a_\lambda^+(\mathbf{k}),\ a_{\lambda'}(\mathbf{k}')]_- = [\tilde{a}_\lambda^+(\mathbf{k}),\ \tilde{a}_{\lambda'}(\mathbf{k}')]_- = \delta_{\lambda\lambda'}\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}'), \quad (3)$$

где $\delta_{\lambda\lambda'}$ — *Кронекера символ*, $\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}')$ — *дельта-функция* (Дирака) векторного аргумента, а все остальные коммутаторы равны нулю, что позволяет трактовать эти величины как операторы рождения частицы $(a_\lambda^+(\mathbf{k}))$ и античастицы $(\tilde{a}_\lambda^+(\mathbf{k}))$ с импульсом $\mathbf{k}$, массой m и линейной поляризацией $\mathbf{e}^\lambda$, а $a_\lambda(\mathbf{k})$ и $\tilde{a}_\lambda(\mathbf{k})$ — как операторы уничтожения частицы и античастицы в этих состояниях.

Квантование В. п. с $m=0$ имеет, однако, свои особенности из-за того, что условие (1) оказывается несовместимым с перестановочными соотношениями (3) (см. *Квантовая электродинамика*, *Янга — Миллса поля*).

Особая выделенность В. п. связана с тем, что они играют фундам. роль в совр. теории элементарных частиц, выступая в качестве калибровочных полей, обеспечивающих калибровочную симметрию теории. Таковы, напр., эл.-магн. поле, глюонное поле (см. *Квантовая хромодинамика*), поле *промежуточных векторных бозонов* (см. *Электрослабое взаимодействие*). Соответствующие им векторные частицы (фотон, *глюоны*, промежуточные бозоны) служат переносчиками электромагнитного, сильного и слабого взаимодействий.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980; Коноплёва Н. П., Попов В. Н., Калибровочные поля, М., 1980. *А. В. Ефремов.*

ВЕКТОРНОЕ ПРОСТРАНСТВО (линейное пространство) — множество элементов, наз. векторами, для к-рых определены операции сложения и умножения на число. Простейший, но важный пример — совокупность векторов $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$, $\boldsymbol{c}$, ... обычного 3-мерного пространства. Каждый такой вектор — направленный отрезок, задаваемый тремя числами: $\boldsymbol{a}=\{x_1, x_2, x_3\}$; числа x_1, x_2, x_3 наз. координатами вектора. При умножении вектора на вещественное число λ соответствующий отрезок, сохраняя направление, растягивается в λ раз: $\lambda\boldsymbol{a}=\{\lambda x_1, \lambda x_2, \lambda x_3\}$. Сумма двух векторов находится по правилу параллелограмма; если $\boldsymbol{a}=\{x_1, x_2, x_3\}$ и $\boldsymbol{b}=\{y_1, y_2, y_3\}$, то $\boldsymbol{a}+\boldsymbol{b}=\{x_1+y_1, x_2+y_2, x_3+y_3\}$. Паре векторов $\boldsymbol{a}$ и $\boldsymbol{b}$ сопоставляют также скалярное произведение $(\boldsymbol{ab})=x_1y_1+x_2y_2+x_3y_3$ (см. *Векторная алгебра*). Непосредств. обобщением 3-мерного пространства является n-мерное *евклидово пространство*. Его элементы — упорядоченные наборы вещественных чисел, напр. $\boldsymbol{a}=\{x_1, x_2, \ldots, x_n\}$, $\boldsymbol{b}=\{y_1, y_2, \ldots, y_n\}$. Сложение и умножение векторов на число определены ф-лами $\boldsymbol{a}+\boldsymbol{b}=\{x_1+y_1, x_2+y_2, \ldots, x_n+y_n\}$, $\lambda\boldsymbol{a}=\{\lambda x_1, \lambda x_2, \ldots, \lambda x_n\}$, а скалярное произведение — ф-лой $(\boldsymbol{ab})=x_1y_1+x_2y_2+\ldots+x_ny_n$. Примером комплексного бесконечномерного В. п. может служить совокупность $L^2(\mathbb{R}^1)$ комплексных ф-ций f, заданных на всей оси $\mathbb{R}^1$ и квадратично суммируемых (т. е. имеющих конечный интеграл $\int_{-\infty}^{\infty}|f(x)|^2dx$). Многие классы ф-ций, напр. полиномы заданного порядка, ф-ции непрерывные, дифференцируемые, интегрируемые, аналитические и т. п., также образуют бесконечномерные В. п.

В каждом В. п., помимо операций сложения и умножения на число, обычно имеются те или иные дополнит. операции и структуры (напр., определено скалярное произведение). Если же не уточняют природы элементов В. п. и не предполагают в нём никаких дополнит. свойств, то В. п. наз. абстрактным. Абстрактное В. п. L задают с помощью след. аксиом: 1) любой паре элементов x и y из L сопоставлен единств. элемент z, наз. их суммой $z=x+y$ и принадлежащий L; 2) для любого числа λ и любого элемента x из L определён элемент z, наз. их произведением $z=\lambda x$ и принадлежащий L; 3) операции сложения и умножения на число являются ассоциативными и дистрибутивными. Сложение допускает обратную операцию, т. е. для любых x и y из L существует единств. элемент w из L такой, что $x+w=y$. Кроме того, имеют место ф-лы $\lambda(x+y)=\lambda x+\lambda y$, $(\lambda_1+\lambda_2)x=\lambda_1x+\lambda_2x$. Если все числа λ вещественны (комплексны), говорят о вещественном (комплексном) В. п.; множество чисел λ наз. полем скаляров L. Понятие В. п. можно ввести и для произвольного поля, напр. поля *кватернионов*.

Если x_1, x_2, ..., x_S — элементы В. п. L, то выражение вида $\lambda_1x_1+\lambda_2x_2+\ldots+\lambda_Sx_S$ наз. их линейной комбинацией; совокупность всех линейных комбинаций элементов подмножества S из L наз. линейной оболочкой S. Векторы x_1, x_2, ..., x_S из L наз. линейно независимыми, если условие $\lambda_1x_1+\lambda_2x_2+\ldots+\lambda_Sx_S=0$ (λ_1, λ_2, ..., λ_S — любые элементы поля скаляров) может выполниться только при $\lambda_1=\lambda_2=\ldots=\lambda_S=0$. Бесконечная система векторов наз. линейно независимой, если любая её конечная часть является линейно независимой. Множество элементов x_1, x_2, ... подмножества S из L наз. системой образующих S, если любой вектор x из S можно представить в виде линейной комбинации этих элементов. Линейно независимая система образующих S наз. *базисом* S, если разложение любого элемента S по этой системе единственно. Базис, элементы к-рого к.-л. образом параметризованы, наз. системой координат в S. Базис В. п. всегда существует, хотя и не определяется однозначно. Если базис состоит из конечного числа n элементов, то В. п. наз. n-мерным (конечномерным); если базис — бесконечное множество, то В. п. наз. бесконечномерным. Выделяют также счётномерные В. п., у к-рых имеется счётный базис.

Подмножества В. п. L, замкнутые относительно его операций, наз. подпространствами L. По любому подпространству S можно построить новое В. п. L/S, наз. фактор-пространством L по S: каждый его элемент есть множество векторов из L, различающихся между собой на элемент из S. Размерность L/S наз. коразмерностью подпространства S в L; если размерности L и S равны соответственно n и k, то коразмерность S в L равна $n-k$. Если J — произвольное множество индексов i и S_i — семейство подпространств L, то совокупность всех векторов, принадлежащих каждому из S_i, есть подпространство, наз. пересечением указанных подпространств и обозначаемое $\bigcap_i S_i$. Для конечного семейства подпространств S_1, ..., S_S совокупность всех векторов, представимых в виде

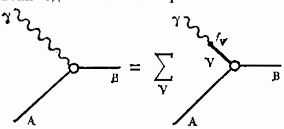
$$x=x_1+x_2+\ldots+x_S,\quad x_i \text{ из } S_i, \qquad (*)$$

есть подпространство, наз. суммой S_1, ..., S_S и обозначаемое $S_1+\ldots+S_S$. Если для любого элемента суммы $S_1+\ldots+S_S$ представление в виде (*) единственно, эта сумма наз. прямой и обозначается $S_1\oplus\ldots\oplus S_S$. Сумма подпространств является прямой тогда и только тогда, когда пересечение этих подпространств состоит только из нулевого вектора. Размерность суммы подпространств равна сумме размерностей этих подпространств минус размерность их пересечения. В. п. L_1 и L_2 наз. изоморфными, если существует взаимно однозначное соответствие между их элементами, согласованное с операциями в них; L_1 и L_2 изоморфны тогда и только тогда, когда они имеют одинаковую размерность.

Конкретные примеры В. п. можно найти в матем. аппарате практически любого раздела физики. Конечномерными вещественными В. п. являются, напр., трёхмерное физ. пространство $\mathbb{R}^3$ (без учёта кривизны), конфигурац. пространство $\mathbb{R}^{3n}$ и фазовое пространство $\mathbb{R}^{6n}$ системы n классич. точечных частиц. К числу бесконечномерных комплексных В. п. принадлежат *гильбертовы пространства*, конкретные и абстрактные, составляющие основу матем. аппарата квантовой физики. Простейший пример гильбертова пространства — уже упоминавшееся пространство $L^2(\mathbb{R}^1)$. Осн. физ. примеры — пространства *векторов состояний* разл. систем микрочастиц, изучаемых в квантовой механике, квантовой статистич. физике и квантовой теории поля. Находят применение и такие В. п., у к-рых поле скаляров не совпадает со множеством вещественных или комплексных чисел: так, гильбертово пространство над полем кватернионов используется в одной из формулировок квантовой механики, а гильбертово пространство над полем октонионов — в одной из формулировок квантовой хромодинамики. В совр. теориях *суперсимметрии* интенсивно применяются т. н. градуированные В. п., т. е. линейные пространства вместе с их фиксир. разложением в прямую бесконечную сумму подпространств.

Лит.: Гельфанд И. М., Лекции по линейной алгебре, 4 изд., М., 1971; Кострикин А. И., Манин Ю. И., Линейная алгебра и геометрия, 2 изд., М., 1986. *С. С. Хоружий.*

ВЕ́КТОРНОЙ ДОМИНА́НТНОСТИ МОДЕ́ЛЬ (ВДМ) — модельная теория эл.-магн. процессов с участием адронов, согласно к-рой взаимодействие фотона (реального или виртуального) с барионами и мезонами осуществляется не прямым образом, а посредством превращения фотона в нейтральные векторные мезоны (с изотопич. спинами I, равными 0 и 1) и их последующего взаимодействия с адронами. Возможность превращения обусловлена совпадением квантовых чисел фотона (γ) и нейтрального векторного мезона (V)($Q=0$, $J^{PC}=1^{--}$, где Q — электрич. заряд, J — полный спин, P и C — пространственная и зарядовая чётности частицы) и законом изменения изотопич. спина при эл.-магн. взаимодействии: $\Delta I=0,\ \pm 1$. Переход $\gamma\to V$ происходит виртуально; для фотонов с времениподобным 4-мерным импульсом q при $|q|^2=m_V^2c^2$, где m_V — масса векторного мезона, возможен реальный переход. Одно из осн. предположений ВДМ — слабая зависимость амплитуд взаимодействия векторного мезона с адронами от m_V. Убедит. доказательством перехода фотона в векторные мезоны служат процессы образования адронов при столкновениях электронов и позитронов. Так, в энергетич. зависимости сечения процесса $e^+ + e^- \to \pi^+ + \pi^-$, происходящего посредством аннигиляции пары e^+e^- в фотон и его превращения в ρ^0-мезон, распадающийся на пару π-мезонов, имеется широкий максимум, положение к-рого соответствует энергии покоя ρ^0-мезона.



Гипотеза о существовании векторных мезонов и доминирующей роли переходов $\gamma\to V$ при эл.-магн. взаимодействии адронов выдвинута в 1950-х гг. при анализе *формфакторов* нуклона (на основе метода дисперсионных соотношений) и применении идей локальной *калибровочной инвариантности* к теории сильного взаимодействия. После обнаружения векторных мезонов в нач. 60-х гг. ВДМ сформулирована в виде представления оператора эл.-магн. тока адронов через сумму операторов полей нейтральных векторных мезонов. Находя матричные элементы этих операторов по адронным состояниям A и B, можно получить соотношение между амплитудами (а следовательно, и сечениями) эл.-магн. процессов и амплитудами сильного взаимодействия векторных мезонов. Схематически соотношение представляется в виде диаграмм на рис. (константа f_V характеризует связь фотона с мезоном V, суммирование проводится по известным нейтральным векторным мезонам). В частности, для сечений фотореакций выполняется приближённое соотношение

$$\sigma(\gamma+A\to B)=\sum_V \frac{\pi\alpha}{f_V^2}\,\sigma(V_\perp + A\to B)\Big|_{m_V\to 0}. \qquad (*)$$

Здесь в правой части σ — сечение для поперечно поляризованных векторных мезонов, экстраполированное к нулевой массе векторного мезона, $\alpha\approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Обычно в соотношениях типа (*) учитываются легчайшие векторные мезоны: ρ^0, ω, φ, причём определяющий вклад ($\sim 70\%$) вносит ρ^0-мезон. В этом случае ВДМ даёт удовлетворит. описание мягких (с передачами импульса менее 1 ГэВ/с) эл.-магн. процессов. Так, хорошо выполняются предсказываемые ВДМ соотношения между сечениями процессов $\gamma+N\to\pi+N$ и $\pi+N\to\rho^0+N$ (N — нуклон). В рамках ВДМ получило объяснение подобие угловых и энергетич. зависимостей сечений фотопроцессов и процессов сильного взаимодействия адронов при высоких (более 2 ГэВ) энергиях, хотя по величине сечения различаются на неск. порядков. Следствием ВДМ являются эффекты «затенения» одних нуклонов другими при фоторождении мезонов на ядрах, т. к. ρ^0-мезоны, в к-рые переходят фотоны, сильно взаимодействуют с ядрами и поглощаются ими.

ВДМ не применима для жёстких (с передачами импульса больше 1 ГэВ/с), глубоко неупругих эл.-магн. реакций, для к-рых определяющим становится прямое взаимодействие фотона с *кварками*, входящими в адрон. Развитая, т. н. обобщённая, ВДМ, в к-рой учитываются переходы фотонов во все возможные нейтральные векторные состояния адронов (в т. ч. J/ψ- и Υ-частицы), претендует на объяснение и глубоко неупругих эл.-магн. взаимодействий адронов. В рамках *квантовой хромодинамики* сделаны успешные попытки вычисления констант f_V.

Лит.: Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц. Сб. ст., пер. с англ., М., 1969; Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Фрауэнфельдер Г., Хенли Э., Субатомная физика, пер. с англ., М., 1979. *А. Н. Лебедев.*

ВЕ́КТОРНЫЙ АНА́ЛИЗ — раздел математики, в к-ром изучаются скалярные и векторные поля и разл. операции с ними. Скалярное поле сопоставляет каждой точке (3-мерного) пространства нек-рое (действительное) число $\varphi=\varphi(\boldsymbol r)$, а векторное поле — нек-рый вектор $\boldsymbol a=\boldsymbol a(\boldsymbol r)$. Если точка задаётся своими декартовыми координатами, $\boldsymbol r=\{x_1,\ x_2,\ x_3\}$, а вектор — своими компонентами $\boldsymbol a=\{a_1,\ a_2,\ a_3\}$, то *градиент* скалярного поля, *дивергенция* и *ротор* векторного поля выражаются ф-лами:

$$(\mathrm{grad}\,\varphi)_i=\frac{\partial\varphi}{\partial x_i},\qquad \mathrm{div}\,\boldsymbol a=\frac{\partial a_1}{\partial x_1}+\frac{\partial a_2}{\partial x_2}+\frac{\partial a_3}{\partial x_3},$$

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol a=\left\{\frac{\partial a_3}{\partial x_2}-\frac{\partial a_2}{\partial x_3},\ \frac{\partial a_1}{\partial x_3}-\frac{\partial a_3}{\partial x_1},\ \frac{\partial a_2}{\partial x_1}-\frac{\partial a_1}{\partial x_2}\right\}.$$

Градиент, дивергенцию и ротор удобно выражать с помощью символич. вектора ∇ (набла), компонентами к-рого являются операторы дифференцирования по координатам, $\nabla=\left\{\frac{\partial}{\partial x_1},\ \frac{\partial}{\partial x_2},\ \frac{\partial}{\partial x_3}\right\}$. Действуя этим символич. вектором на скалярные и векторные поля по правилам *векторной алгебры*, получим:

$$\mathrm{grad}\,\varphi=\nabla\varphi,\ \ \mathrm{div}\,\boldsymbol a=(\nabla\boldsymbol a),\ \ \mathrm{rot}\,\boldsymbol a=[\nabla\boldsymbol a].$$

Скалярный квадрат вектора ∇ представляет собой *Лапласа оператор*, или лапласиан, к-рый обозначается Δ:

$$\Delta=\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_2^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_3^2}.$$

Формальное применение правил векторной алгебры к вектору ∇ приводит к ряду соотношений между градиентом, дивергенцией и ротором, напр.

$$[\nabla(\nabla\varphi)]=0,\ \text{или}\ \operatorname{rot}\operatorname{grad}\varphi=0;$$
$$(\nabla[\nabla\boldsymbol{a}])=0,\ \text{или}\ \operatorname{div}\operatorname{rot}\boldsymbol{a}=0;$$
$$[\nabla[\nabla\boldsymbol{a}]]=\nabla(\nabla\boldsymbol{a})-\nabla^2\boldsymbol{a},$$

или

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\boldsymbol{a}=\operatorname{grad}\operatorname{div}\boldsymbol{a}-\Delta\boldsymbol{a}.$$

При такого рода формальных преобразованиях необходимо следить, чтобы дифференц. оператор ∇ в окончат. выражении стоял слева от той ф-ции, на к-рую он действует. Если оператор ∇ действует на произведение двух ф-ций, то по правилу Лейбница (правило дифференцирования произведения) можно записать результат в виде суммы двух членов:

$$\nabla(\varphi\psi)=\varphi\nabla\psi+\psi\nabla\varphi,$$

или

$$\operatorname{grad}(\varphi\psi)=\varphi\operatorname{grad}\psi+\psi\operatorname{grad}\varphi.$$

Сочетая правило Лейбница с правилами векторной алгебры, можно получать соотношения такого типа:

$$(\nabla(\boldsymbol{a}\varphi))=\varphi(\nabla\boldsymbol{a})+(\boldsymbol{a}\nabla\varphi),$$

или

$$\operatorname{div}(\boldsymbol{a}\varphi)=\varphi\operatorname{div}\boldsymbol{a}+\boldsymbol{a}\operatorname{grad}\varphi.$$

В случае более сложных алгебраич. выкладок на промежуточных этапах следует отмечать стрелкой ту ф-цию, на к-рую действует оператор ∇, не заботясь о порядке следования оператора и ф-ций, и лишь на последнем этапе возвращаться к обычному порядку:

$$[\nabla(\boldsymbol{a}\varphi)]=[\nabla\check{\boldsymbol{a}}\varphi]+[\nabla\boldsymbol{a}\check{\varphi}]=\varphi[\nabla\boldsymbol{a}]-[\boldsymbol{a}\nabla\varphi],$$

или

$$\operatorname{rot}(\boldsymbol{a}\varphi)=\varphi\operatorname{rot}\boldsymbol{a}-[\boldsymbol{a}\operatorname{grad}\varphi].$$

Т. о., получаем:

$$\operatorname{div}[\boldsymbol{ab}]=\boldsymbol{b}\operatorname{rot}\boldsymbol{a}-\boldsymbol{a}\operatorname{rot}\boldsymbol{b},$$
$$\operatorname{rot}[\boldsymbol{ab}]=\boldsymbol{a}\operatorname{div}\boldsymbol{b}-\boldsymbol{b}\operatorname{div}\boldsymbol{a}+(\boldsymbol{b}\nabla)\boldsymbol{a}-(\boldsymbol{a}\nabla)\boldsymbol{b},$$
$$\operatorname{grad}(\boldsymbol{ab})=[\boldsymbol{a}\operatorname{rot}\boldsymbol{b}]+[\boldsymbol{b}\operatorname{rot}\boldsymbol{a}]+(\boldsymbol{b}\nabla)\boldsymbol{a}+(\boldsymbol{a}\nabla)\boldsymbol{b}.$$

Все осн. дифференц. операции В. а. имеют определ. геом. смысл, поэтому значения выражений $\operatorname{grad}\varphi$, $\operatorname{div}\boldsymbol{a}$, $\operatorname{rot}\boldsymbol{a}$ не зависят от выбора системы координат. Все соотношения между дифференц. выражениями также носят инвариантный характер.

В приложениях часто встречаются п о т о к в е к т о р а через заданную поверхность и интеграл от него вдоль заданной кривой:

$$\int_S \boldsymbol{a}\,d\boldsymbol{S}=\int_S a_n\,dS=\int_S(a_1\,dx_2\,dx_3+a_2\,dx_3\,dx_1+a_3\,dx_1\,dx_2),$$
$$\int_L \boldsymbol{a}\,d\boldsymbol{r}=\int_L a_\tau\,dl=\int_L(a_1\,dx_1+a_2\,dx_2+a_3\,dx_3).$$

Здесь $a_n=(\boldsymbol{an})$ — проекция вектора $\boldsymbol{a}$ на нормаль к поверхности в данной точке, $a_\tau=(\boldsymbol{a\tau})$ — проекция его на единичный вектор $\boldsymbol{\tau}$, касательный к кривой, $d\boldsymbol{S}$ — элемент площади поверхности, dl — элемент длины кривой. Пусть $\boldsymbol{a}$ — распределение скоростей движущейся жидкости, тогда первый интеграл равен объёму жидкости, пересекающей данную поверхность в единицу времени. Если $\boldsymbol{a}$ — силовое поле, то второй интеграл равен работе, совершаемой при перемещении пробного тела вдоль данной кривой. В случае замкнутой кривой такой интеграл наз. ц и р к у л я ц и е й векторного поля.

Эти интегралы фигурируют в осн. теоремах В. а. — *Гаусса — Остроградского формуле* и *Стокса формуле*:

$$\oint_{\partial V} a_n\,dS=\int_V \operatorname{div}\boldsymbol{a}\,dV,\quad \oint_{\partial S}\boldsymbol{a}\,d\boldsymbol{r}=\int_S(\operatorname{rot}\boldsymbol{a})_n\,dS.$$

Здесь ∂V — поверхность, являющаяся границей области V, а ∂S — кривая, ограничивающая поверхность S. Кружки на значках интегралов означают, что интегрирование ведётся по замкнутой поверхности и замкнутой кривой. Положит. направление нормали к поверхности S должно быть ориентировано относительно направления обхода контура ∂S так же, как положит. направление оси x_3 — относительно положит. направления вращения в плоскости x_1, x_2. Полагая в ф-ле Гаусса — Остроградского $\boldsymbol{a}=\psi\operatorname{grad}\varphi$, получим важную теорему Грина

$$\oint_{\partial V}\psi(\operatorname{grad}\varphi)_n\,dS=\int_V\{\psi\Delta\varphi+(\operatorname{grad}\psi\operatorname{grad}\varphi)\}\,dV.$$

Её следствием является ф-ла

$$\oint_{\partial V}(\psi\operatorname{grad}_n\varphi-\varphi\operatorname{grad}_n\psi)\,dS=\int_V(\psi\Delta\varphi-\varphi\Delta\psi)\,dV.$$

Др. интегральные теоремы можно получить как следствия уже сформулированных:

$$\oint_{\partial S}\varphi\,d\boldsymbol{r}=\int_S[\boldsymbol{n}\operatorname{grad}\varphi]\,dS,$$
$$\oint_{\partial V}\varphi\boldsymbol{n}\,dS=\int_V\operatorname{grad}\varphi\,dV,$$
$$\oint_{\partial V}[\boldsymbol{na}]\,dS=\int_V\operatorname{rot}\boldsymbol{a}\,dV.$$

Понятия В. а., определённые выше для *евклидова пространства*, можно обобщить на *риманово пространство* и др. *многообразия*. Дифференц. операции приводят к понятию *ковариантной производной*, интегральные теоремы формулируются на языке *дифференциальных форм*.

Лит. см. при ст. *Векторная алгебра*. *М. Б. Менский.*

ВЕКТОРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ — *потенциал*, определяющий вихревую часть векторного поля.

В электродинамике поле магн. индукции $\boldsymbol{B}$ является строго вихревым ($\operatorname{div}\boldsymbol{B}=0$); для этого поля вводят В. п. $\boldsymbol{A}$ (часто наз. также вектор-потенциалом): $\boldsymbol{B}=\operatorname{rot}\boldsymbol{A}$. При этом напряжённость электрич. поля $\boldsymbol{E}$ определяется ф-лой $\boldsymbol{E}=-c^{-1}\partial\boldsymbol{A}/\partial t-\nabla\varphi$, где φ — скалярный потенциал (см. *Потенциалы электромагнитного поля*); использована *Гаусса система единиц*. Связь потенциалов и полей не является взаимно однозначной, поэтому В. п. следует рассматривать как вспомогат. величину, не допускающую прямых измерений, но облегчающую расчёт эл.-магн. полей.

Обращение к В. п. позволяет упростить выражение для энергии взаимодействия W системы зарядов и токов (объёмная плотность ρ и $\boldsymbol{j}$) с внеш. эл.-магн. полем: $W=\int\{\rho\varphi+c^{-1}(\boldsymbol{jA})\}d\boldsymbol{r}$. Градиентная инвариантность этого выражения обеспечивается ур-нием непрерывности $\partial\rho/\partial t+\operatorname{div}\boldsymbol{j}=0$. Отсюда следует, что частица с зарядом q в эл.-магн. поле в дополнение к обычному (чисто динамич.) импульсу обладает ещё э л е к т р о к и н е т и ч е с к и м и м п у л ь с о м $\boldsymbol{p}_{эк}=q\boldsymbol{A}/c$, что позволяет придать В. п. соответств. интерпретацию.

В случае перем. процессов с фиксир. зависимостью от времени (напр., $\sim\exp[i\omega t]$) можно исключить скалярный потенциал и для описания эл.-магн. поля использовать только В. п. Так, при лоренцевой калибровке спектральная амплитуда В. п. $\boldsymbol{A}_\omega$ удовлетворяет волновому ур-нию, а спектральные составляющие электрич. $\boldsymbol{E}_\omega$ и магн. $\boldsymbol{B}_\omega$ полей в однородной среде с проницаемостями $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$ определяются соотношениями:

$$\boldsymbol{E}_\omega=\frac{c}{i\omega\varepsilon\mu}\left(\nabla\operatorname{div}\boldsymbol{A}_\omega+\frac{\varepsilon\mu\omega^2}{c^2}\boldsymbol{A}_\omega^2\right),\ \boldsymbol{B}_\omega=\operatorname{rot}\boldsymbol{A}_\omega.$$

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; М о р с Ф. М., Ф е ш б а х Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958.

М. А. Миллер, Е. В. Суворов.

ВЕКТОРНЫЙ ТОК — квантовый оператор, входящий в гамильтониан слабого взаимодействия. Преобразуется как 4-вектор при собственных *Лоренца преобразованиях*. При инверсии системы отсчёта пространственные компоненты В. т. меняют знак, а временна́я компонента не меняется. В гамильтониан теории *электрослабого* *взаимодействия* входят два В. т.— заряженный и нейтральный. Заряженный В. т. меняет на единицу суммарный электрич. заряд частиц, между к-рыми он вызывает переходы (напр., n→p, $\pi^+ \to \pi^0$). Нейтральный В. т. вызывает переходы, в к-рых суммарный электрич. заряд частиц не меняется (напр., $\nu_\mu \to \nu_\mu$, $p \to n\pi^+$). Заряженный $V_\mu^{(+)}$ и нейтральный $V_\mu^{(0)}$ В. т. имеют вид:

$$V_\mu^{(+)}(x) = \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_l(x)\gamma^\mu l(x) + \sum_{\substack{q'=u,c,t\\ q=d,s,b}} \bar{q}'(x)\gamma^\mu U_{q'q}\, q(x), \qquad (1)$$

$$V_\mu^{(0)}(x) = \frac{1}{2}\sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_l(x)\gamma^\mu \nu_l(x) - \frac{1}{2}\sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{l}(x)\gamma^\mu l(x) + \frac{1}{2}\sum_{q=u,c,t} \bar{q}(x)\gamma^\mu q(x) - \frac{1}{2}\sum_{q=d,s,b} \bar{q}(x)\gamma^\mu q(x) - 2\sin^2\theta_W V_\mu^{\text{эл.-м.}}(x). \qquad (2)$$

Здесь $x = (x^0, \boldsymbol{x})$ — пространственно-временная координата, γ^μ — *Дирака матрицы*, $\mu = 0, 1, 2, 3$, $\nu_l(x)$ и $l(x)$ — поля нейтрино и заряж. лептона ($l = e, \mu, \tau$), $q(x)$ — поле кварка ($q = u, c, t, d, s, b$), θ_W — Вайнберга угол, $U_{q'q}$ — 3×3 матрица Кобаяси — Маскава, характеризующая смешивание d, s, b кварков в слабом взаимодействии, а

$$V_\mu^{\text{эл.-м.}}(x) = -\sum_l \bar{l}(x)\gamma^\mu l(x) + \sum_q e_q \bar{q}(x)\gamma^\mu q(x) - \qquad (3)$$

эл.-магн. ток (e_q — электрич. заряд кварка; черта над оператором поля означает дираковское сопряжение; см. *Дирака поле*). Первый член в (1) представляет собой заряж. лептонный В. т., второй — заряж. кварковый (адронный) В. т. Если учесть только наиб. лёгкие u- и d-кварки, то в этом случае заряж. адронный В. т. приобретает вид:

$$V_\mu^{(+)}(x) = \bar{p}(x)\gamma^\mu \frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2)\, p(x)\cos\theta_C. \qquad (4)$$

Здесь $p = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, τ_1 и τ_2 — *Паули матрицы* в пространстве изотопич. спина, θ_C — *Кабиббо угол*. Ток V_μ^+ даёт вклад в матричные элементы таких слабых процессов, в к-рых не меняется *странность*: $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu + n \to \mu^- + p$ и др. Если пренебречь малой разностью масс u- и d-кварков (что отвечает точной *изотопической инвариантности* сильного взаимодействия), то $p(x)$ является изотопич. дублетом, а заряж. ток $V_\mu^{(+)}$ преобразуется как «плюс-компонента» изотопич. вектора и, подобно эл.-магн. току, сохраняется. Соответственно формфакторы V_μ^+ связаны с эл.-магн. формфакторами (см. *Векторного тока сохранение*). В выражения для вероятностей большинства слабых процессов матричный элемент В. т. входит в сумме с матричным элементом *аксиального тока*. Однако в матричные элементы таких процессов, как $\pi^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e$, $K^+ \to \pi^0 + e + \nu_e$, даёт вклад только заряж. адронный В. т. Изучение первого процесса позволило подтвердить гипотезу сохранения векторного тока.

Лит.: Бернстейн Дж., Элементарные частицы и их токи, пер. с англ., М., 1970; Биленький С. М., Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов, М., 1981.
С. М. Биленький.

ВЕЛИ́КОЕ ОБЪЕДИНЕ́НИЕ — модели квантовой теории поля (КТП), в к-рых сильное, слабое и эл.-магн. взаимодействия описываются на основе единой калибровочной теории со спонтанно нарушенной симметрией (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). В основе В. о. лежит гипотеза о том, что сильное взаимодействие, описываемое *квантовой хромодинамикой* (КХД) и обладающее локальной цветовой симметрией $SU(3)_c$ (см. *Внутренняя симметрия*), а также объединённое слабое и эл.-магн. взаимодействия — *электрослабое взаимодействие* (ЭСВ) с локальной симметрией $SU(2) \otimes U(1)$ являются низкоэнергетич. «остатками» единого калибровочного взаимодействия с более широкой группой локальной симметрии G, описываемого единой константой α_G. Объединяющая симметрия G спонтанно нарушена на сверхмалых расстояниях, на много порядков меньше тех, на к-рых происходит объединение эл.-магн. и слабого взаимодействий в рамках ЭСВ.

Наблюдаемые на опыте *константы взаимодействия (эффективные заряды)* в КХД и в ЭСВ сильно различаются при доступных энергиях $\mathscr{E} \leqslant 10^2$ ГэВ (к-рым отвечают расстояния $\sim 10^{-16}$ см). Однако эти константы зависят от расстояния, причём так, что их различие исчезает по мере уменьшения расстояний. Т. к. это уменьшение логарифмическое, константы сравниваются на чрезвычайно малых расстояниях — порядка 10^{-28} см, для прямого исследования к-рых потребовалась бы энергия в системе центра масс частиц $\sim 10^{14}$ ГэВ, что выходит далеко за рамки мыслимых энергетич. возможностей ускорителей. Однако модели В. о. предсказывают новые качеств. эффекты, к-рые могут быть подвергнуты эксперим. проверке: распад протона с временем жизни протона, зависящим от конкретной модели и в простейших схемах составляющим $\tau_p \approx 10^{29\pm1}$ лет, осцилляции нейтрон-антинейтрон (т. е. превращение нейтрона в вакууме в антинейтрон и обратный ему процесс) и др. Модели В. о. дают естеств. объяснение явлению квантования электрич. заряда, к-рое проявляется в том, что заряды *кварков* кратны $^1/_3 e$, где e — абс. величина заряда электрона, а заряды *лептонов* равны либо $\pm e$, либо нулю (для нейтрино). Предположение о том, что на сверхмалых расстояниях ЭСВ определяется единой константой, позволяет фиксировать относит. величину входящих в теорию констант α_2 и α_1 взаимодействий, описываемых соответственно симметрией $SU(2)$ и $U(1)$, и тем самым вычислить угол Вайнберга (см. ниже), к-рый в самой теории ЭСВ является параметром, определяемым экспериментально.

Модели В. о. приводят также к определ. следствиям, важным для понимания динамики развития Вселенной в первые моменты времени непосредственно после «большого взрыва», когда сформировались наиб. фундам. характеристики наблюдаемой Вселенной. В частности, в рамках В. о. возможно объяснение наблюдаемого различия в кол-ве вещества и антивещества во Вселенной (см. *Барионная асимметрия Вселенной*).

Вместе с тем в построении реалистич. модели В. о. имеются трудности, связанные с описанием скалярных частиц — т. н. *Хиггса бозонов*, наличие к-рых в теории обеспечивает (за счёт *Хиггса механизма*) спонтанное нарушение симметрии и возникновение масс у *промежуточных векторных бозонов* (переносчиков слабого взаимодействия), лептонов и кварков. В существующих моделях состав мультиплетов кварков, лептонов и скалярных частиц и спектр их масс не фиксируются симметрией, а вводятся в теорию феноменологически. Серьёзные трудности вызывает также объяснение различия на 12 порядков масштабов расстояний, на к-рых происходит нарушение единой симметрии G и симметрии ЭСВ (т. н. проблема иерархии).

Рассмотрим более детально схемы В. о. Известные кварки и лептоны группируются в семейства, или поколения, фермионов:

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

В пренебрежении смешиванием кварков в слабом взаимодействии свойства фермионов относительно сильного и электрослабого взаимодействий повторяются от семейства к семейству. Не исключено, что список семейств фермионов следует продолжить, включая новые, неизвестные пока тяжёлые кварки и лептоны.

Кварк каждого сорта (u, d, s, ...) существует в трёх цветовых разновидностях (u_a, d_a, s_a, ..., где $a = 1, 2,$

3 — цветовой индекс) и благодаря наличию цвета участвует в хромодинамич. сильном взаимодействии, обладающем локальной цветовой симметрией $SU(3)$ и характеризуемом константой α_s. Кварки и лептоны участвуют также в ЭСВ, описываемом калибровочной симметрией $SU(2)\otimes U(1)$. При этом левые киральные компоненты (см. *Киральные поля*) кварков и лептонов образуют дублеты по группе $SU(2)$ и участвуют во взаимодействии с симметрией $SU(2)$, описываемом константой α_2, а во взаимодействии с симметрией $U(1)$, характеризуемом константой α_1, участвуют все киральные компоненты фермионов (как правые, так и левые). Величины констант α_1 и α_2 принято выражать через константу эл.-магн. взаимодействия α и угол Вайнберга θ_W:

$$\alpha = \alpha_2 \sin^2\theta_W, \ \operatorname{tg}^2\theta_W = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}.$$

Симметрия ЭСВ спонтанно нарушена на расстояниях $\sim 10^{-16}$ см за счёт механизма Хиггса в результате того, что одна из компонент $SU(2)$-дублета скалярных полей приобретает ненулевое *вакуумное среднее*.

На сверхмалых расстояниях, на к-рых реализуется объединяющая симметрия G, включающая в качестве подгруппы симметрию $SU(3)_c\otimes SU(2)\otimes U(1)$, сильное и электрослабое взаимодействия являются, по предположению, частью единого взаимодействия, описываемого одной константой α_G. Поэтому на таких расстояниях между константами α_1, α_2 и α_s должно выполняться определ. соотношение.

Если известные фермионы образуют полное представление группы G (или каждое из семейств в отдельности образует полное представление), то оказывается, что в пределе точной единой симметрии G $\alpha_s = {}^8/_3\alpha$. Можно также показать, что в этом пределе константы α_2 и α_s должны быть равны друг другу: $\alpha_2 = \alpha_s = \alpha_G$. Т. о., на сверхмалых расстояниях $\alpha_2 = {}^8/_3\alpha$, что фиксирует величину угла Вайнберга в пределе точной симметрии: $\sin^2\theta_W = \alpha/\alpha_2 = {}^3/_8$ [1]. При переходе к расстояниям $\sim 10^{-16}$ см значения констант α и α_2 изменяются и величина $\sin^2\theta_W$ уменьшается до примерно 0,21 (см., напр., [2], [3]), что близко к эксперим. величине 0,218(25).

Т. к. электрослабая группа симметрии является подгруппой G, то оператор электрич. заряда Q является одним из *генераторов группы* G. Поэтому, если группа G компактная, то собств. значения оператора Q могут принимать лишь дискретный ряд значений, что отвечает квантованию электрич. заряда.

Для количеств. оценки масштаба расстояний, на к-рых происходит В. о., следует рассмотреть эволюцию констант с изменением расстояния. При этом удобно пользоваться величинами, обратными расстояниям и имеющими в системе единиц $\hbar = c = 1$ размерность массы. Зависимость констант при изменении массового масштаба от μ до M определяется в главном (однопетлевом) порядке теории возмущений след. соотношениями (ур-ниями эволюции; см. *Перенормировки*):

$$\frac{1}{\alpha(M)} = \frac{1}{\alpha(\mu)} + \frac{8}{3}\left(\frac{11}{4} - \frac{4}{3}N_F - \frac{1}{8}N_\Phi\right)\frac{1}{2\pi}\ln\frac{M}{\mu},$$

$$\frac{1}{\alpha_s(M)} = \frac{1}{\alpha_s(\mu)} + \left(11 - \frac{4}{3}N_F\right)\frac{1}{2\pi}\ln\frac{M}{\mu},$$

$$\frac{1}{\alpha_2(M)} = \frac{1}{\alpha_2(\mu)} + \left(\frac{22}{3} - \frac{4}{3}N_F - \frac{1}{6}N_\Phi\right)\frac{1}{2\pi}\ln\frac{M}{\mu},$$

где N_F — число семейств фермионов, а N_Φ — число дублетов скалярных полей в ЭСВ. При этом предполагается, что величины μ и M больше масс кварков, лептонов и промежуточных векторных бозонов. Описываемая этими соотношениями зависимость констант от M при $N_F = 3$, $N_\Phi = 1$ изображена на рис. 1. Положив в них $\mu \approx m_W$ (где $m_W \approx 100$ ГэВ — масса промежуточных векторных бозонов) и задав значения $\alpha(m_W)$ и $\alpha_s(m_W)$, можно оценить величину M_X, при к-рой выполняется соотношение $\alpha(M_X) = {}^3/_8\alpha_s(M_X)$, а также величину единой константы $\alpha_G(M_X)$. Величина M_X играет роль масштаба масс спонтанного нарушения единой группы симметрии G, т. е. на расстояниях, меньших M_X^{-1}, восстанавливается симметрия G. На этих расстояниях взаимодействие описывается единой константой α_G, и её закон эволюции определяется калибровочным взаимодействием, отвечающим полной группе симметрии G.

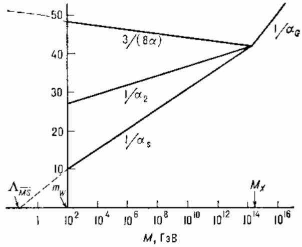


Рис. 1.

Оценка M_X указанным выше способом производится из соотношения:

$$\ln\frac{M_X}{m_W} = 2\pi\left(\frac{3}{8\alpha(m_W)} - \frac{1}{\alpha_s(m_W)}\right)\Big/\left(\frac{33}{4} + \frac{1}{8}N_\Phi\right)$$

(заметим, что эта оценка не зависит от числа семейств фермионов, но зависит от N_Φ). В простейшей схеме ЭСВ ($N_\Phi = 1$), полагая (см. рис. 1) $\alpha_s^{-1}(m_W) \approx 10$ и $\alpha^{-1}(m_W) \approx 128{,}5$ [отличие от привычного значения $\alpha^{-1} \approx 137$ связано с изменением константы α при уменьшении расстояний от m_e^{-1} (где m_e — масса электрона) до m_W^{-1}], находим

$$M_X \approx 2\cdot 10^{14}\ \text{ГэВ}$$

(что отвечает расстояниям $\sim 10^{-28}$ см). При $N_\Phi = 3$ находим величину единой константы в точке объединения: $\alpha_G^{-1} \approx 42$. Задавая теперь $\alpha_2(M_X) = \alpha_G$ и возвращаясь по ур-нию эволюции для α_2 к $\alpha_2(m_W)$, можно найти отношение $\alpha(m_W)/\alpha_2(m_W) = \sin^2\theta_W$, к-рое приведено выше.

Более детальный анализ приводит к оценке: $M_X \approx 2\cdot 10^{15}\,\Lambda_{\overline{MS}}$, где $\Lambda_{\overline{MS}} \approx 160$ МэВ — массовый параметр КХД (см. *Квантовая хромодинамика*), определяющий величину константы α_s (на рис. 1 величина $\Lambda_{\overline{MS}}$ отвечает точке, в к-рой продолжение линии α_s^{-1} пересекает ось абсцисс). Теоретич. неопределённость в численном множителе в этой оценке M_X составляет, по-видимому, фактор 1,5—2.

Выбор объединяющей группы G определяется требованием, чтобы она содержала произведение $SU(3)\otimes SU(2)\otimes U(1)$ в качестве подгруппы и имела представления, в к-рые могут быть включены известные кварки и лептоны. Миним. группой, отвечающей этому требованию, является группа $SU(5)$. Ранг $SU(5)$ (число взаимно коммутирующих генераторов) равен четырём, т. е. совпадает с рангом произведения $SU(3)\otimes SU(2)\otimes U(1)$. В $SU(5)$-модели В. о. [4] фермионы из одного семейства входят в квинтетное и декуплетное представления группы $SU(5)$. Квинтет для первого семейства имеет вид:

$$(\tilde{d}_1,\ \tilde{d}_2,\ \tilde{d}_3,\ e^-,\ \nu_e),$$

а соответствующий декуплет можно представить антисимметричной матрицей вида:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 & \tilde{u}_3 & -\tilde{u}_2 & -u_1 & -d_1 \\ -\tilde{u}_3 & 0 & \tilde{u}_1 & -u_2 & -d_2 \\ \tilde{u}_2 & -\tilde{u}_1 & 0 & -u_3 & -d_3 \\ u_1 & u_2 & u_3 & 0 & -e^+ \\ d_1 & d_2 & d_3 & e^+ & 0 \end{pmatrix}$$

(где тильда является знаком античастицы). При этом все фермионные поля считаются левыми киральными полями. Правые компоненты частиц получаются CP-сопряжением левых компонент античастиц. [Заметим, что в SU (5)-теории нет необходимости в правом нейтрино (левом антинейтрино), однако оно, вообще говоря, могло бы существовать в качестве SU (5)-синглета.]

В группе $SU(5)$ имеются 24 генератора. Соответственно калибровочное взаимодействие осуществляется обменом 24 векторными бозонами. Из них 12 (8 *глюонов*, $W^{\pm}$-бозоны, Z-бозон и фотон) являются калибровочными бозонами группы $SU(3)\otimes SU(2)\otimes U(1)$ и не приобретают массы при спонтанном нарушении $SU(5)$-симметрии на сверхмалых расстояниях. Остальные 12 векторных бозонов — $X_a^{\pm}$ и $Y_a^{\pm}$ ($a=1, 2, 3$) приобретают массу M_X. Электрич. заряд X^+-бозонов равен $+^4/_3$ (в единицах e), а Y^+-бозонов $+^1/_3$. Бозоны X_a (Y_a) одинакового заряда образуют триплет по цветовой группе $SU(3)$, а пары бозонов X, Y одинакового цвета и знака заряда — дублеты по группе электрослабого взаимодействия $SU(2)$.

Т. к. лептоны, кварки и антикварки входят в один мультиплет группы $SU(5)$, испускание или поглощение X- и Y-бозонов может переводить кварк в лептон

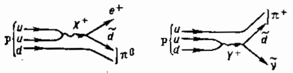


Рис. 2.

либо в антикварк. Поэтому обмен X-, Y-бозонами может приводить к процессу, когда два кварка превращаются в лептон и антикварк, т. е. к нарушению закона сохранения барионного числа. За счёт таких обменов в $SU(5)$-теории возможен распад протона. Примеры графиков с обменом X- и Y-бозонами, описывающих распад протона, приведены на рис. 2.

Обмен X-, Y-бозонами для процесса распада протона сводится к эффективному четырёхфермионному взаимодействию (см. *Лагранжиан эффективный*) с размерной константой, пропорциональной α_G/M_X^2 (аналогично четырёхфермионному слабому взаимодействию, порождаемому обменом массивным W-бозоном). При этом время жизни протона можно оценить из размерных соображений по ф-ле

$$\tau_p = C\frac{M_X^4}{\alpha_G^2}\frac{1}{m_p^5} = C\left(\frac{M_X}{2\cdot 10^{14}\ \text{ГэВ}}\right)^4\cdot 10^{29}\ \text{лет},$$

где m_p — масса протона, а C — безразмерный коэф., вычисление к-рого требует тщательного анализа и зависит от деталей кварковой структуры протона. Разные модели этой структуры дают для C значения от 0,3 до 30, причём наиб. надёжными представляются оценки $C\approx 0,3-1$. [Следует отметить, что эксперим. значение $\tau_p \gtrsim 3\cdot 10^{31}$ лет исключает простейшую (минимальную) $SU(5)$-модель В. о. и требует рассмотрения более сложных схем. Однако эта модель несёт в себе все наиб. важные черты В. о. и поэтому рассматривается в статье.]

В модели $SU(5)$ сохраняется разность барионного и лептонного чисел, $B-L$, поэтому в распаде протона рождается позитрон или антинейтрино (напр., $p\to\pi^0e^+$, $p\to\pi^+\tilde{\nu}_e$), но не рождается электрон или нейтрино.

Спонтанное нарушение $SU(5)$-симметрии до группы $SU(3)\otimes SU(2)\otimes U(1)$ происходит за счёт образования *вакуумного конденсата* 24-плета скалярных *Хиггса полей* H, преобразующихся по присоединённому представлению группы $SU(5)$. При этом величина вакуумного среднего оказывается порядка $M_X/\sqrt{\alpha_G}\approx 10^{15}$ ГэВ.

Дублеты скалярных полей, обусловливающие спонтанное нарушение $SU(2)\otimes U(1)$-симметрии ЭСВ на расстояниях $\sim 10^{-16}$ см, могут принадлежать квинтетам в группе $SU(5)$ либо 45-плетам. При этом остальные компоненты данных $SU(5)$-мультиплетов приобретают массы порядка $10^{13}-10^{14}$ ГэВ при спонтанном нарушении симметрии за счёт вакуумного среднего 24-плетного хиггсова поля H. В схеме с миним. набором мультиплетов скалярных полей — 24-плета с квинтетом или с 45-плетом (т. н. миним. вариант сектора скалярных полей) должно выполняться соотношение между массами кварков и лептонов:

$$\frac{m_d}{m_e}\approx\frac{m_s}{m_\mu}=\frac{m_b}{m_\tau},$$

причём величина этих отношений составляет примерно 3 для схемы с квинтетом и примерно 1 для схемы с 45-плетом полей Хиггса. В любом случае эти соотношения не выполняются на опыте (за исключением $m_b/m_\tau\approx 3$), поэтому случай миним. варианта сектора скалярных полей кажется неприемлемым.

Непосредств. обобщением $SU(5)$-модели В. о. является схема, основанная на ортогональной группе $SO(10)$, в к-рой предсказываемое время жизни протона может быть существенно увеличено по сравнению с τ_p в модели $SU(5)$. В $SO(10)$-моделях обязательно присутствует правое нейтрино и естеств. образом возникает масса нейтрино, причём в зависимости от конкретной модели нейтрино могут иметь как дираковскую, так и майорановскую массу (см. *Нейтрино*). Однако конкретные оценки массы нейтрино весьма неопределённы.

В $SO(10)$-схемах с необходимостью возникает спонтанное нарушение разности $B-L$, являющейся генератором группы $SO(10)$ (возникновение майорановских масс нейтрино является одним из следствий такого нарушения). Поэтому в данных моделях возможны такие процессы, как осцилляции нейтрон-антинейтрон [5] (возможность осцилляций $n\leftrightarrow\tilde{n}$ впервые рассматривалась в [5]). Оценка периода осцилляций зависит от деталей модели; характерные ожидаемые величины $\gtrsim 1$ года. Объединение разл. семейств фермионов в один неприводимый мультиплет требует дальнейшего расширения группы симметрии. В связи с этим обсуждаются модели, основанные на группах $SU(8)$, $SO(14)$, $SO(18)$ и др. Однако феноменологически приемлемой модели такого рода пока нет.

Как отмечалось, модели В. о. имеют ряд космологич. следствий. Одно из важнейших — возможность объяснения наблюдаемого преобладания вещества над антивеществом во Вселенной и отношения наблюдаемой в наше время концентрации барионов n_B к концентрации фотонов n_γ в *микроволновом фоновом излучении*: $n_B/n_\gamma\approx$ $\approx 10^{-8}-10^{-10}$. Она связана с реализацией в моделях В. о. гипотезы о том, что барионная асимметрия Вселенной обусловлена CP-неинвариантными процессами с нарушением закона сохранения барионного числа в ранней горячей Вселенной [6]. Теоретич. оценки отношения n_B/n_γ зависят от деталей модели. В частности, в $SU(5)$-модели согласование расчётного значения этого отношения с наблюдаемым также требует увеличения числа скалярных полей.

Имеются попытки объяснить с помощью моделей В. о. наблюдаемую температурную однородность Вселенной, к-рая выражается в однородности микроволнового фонового излучения, приходящего из причинно не связанных друг с другом в стандартной космологич.

модели областей Вселенной. Это объяснение основано на спец. выборе масс и констант взаимодействия скалярных полей модели.

Т. о., модели В. о., помимо единого описания сильного и электрослабого взаимодействий кварков и лептонов, дают основу для объяснения ряда свойств и явлений в мире элементарных частиц и в космологии. Однако в совр. виде эти модели весьма далеки от завершения. Так, может оказаться неправомерной предполагаемая в этих моделях экстраполяция поведения сильного и электрослабого взаимодействий на расстояния, много меньше тех, на к-рых эти взаимодействия изучены. Кроме того, на расстояниях $<10^{-16}$ см могут появиться новые взаимодействия, и истинное объединение должно также включать и их (напр., на рис. 1 могут появиться новые линии, отвечающие константам связи новых взаимодействий, и эти дополнит. линии могут пересекаться с уже имеющимися ниже M_X, т. е. могут происходить «промежуточные» объединения). В этом смысле в существующих моделях исследуются лишь простейшие возможные варианты.

Далее, как уже отмечалось, в исследованных моделях отсутствуют к.-л. фундам. принципы, фиксирующие состав скалярных полей, а также константы их взаимодействия друг с другом и с фермионами, хотя именно эти характеристики являются определяющими в формировании спектра масс частиц и характера спонтанного нарушения симметрии. В качестве такого принципа представляется многообещающей идея *суперсимметрии*, к-рая связывает свойства фермионов и бозонов и в определ. мере фиксирует их взаимодействия. Суперсимметричные варианты моделей В. о. [7] требуют также суперсимметричной теории сильного и электрослабого взаимодействий, в к-рой предсказывается большое число новых скалярных и спинорных частиц с массами порядка m_W. Исследование этой области масс возможно на ускорителях с энергией в системе центра инерции порядка 1 ТэВ.

Возможным развитием моделей В. о. может явиться теория, основанная на локальной суперсимметрии — *супергравитации*. Такая теория включила бы в объединение также и *гравитационное взаимодействие*. При этом состав полей в теории фиксировался бы тем, что имеется лишь одно гравитац. поле, а остальные поля получались бы в результате последоват. применения к нему преобразований суперсимметрии. Такая теория означала бы суперобъединение — единое описание всех фундам. частиц и их взаимодействий на основе супергравитации.

Лит.: 1) Georgi H., Quinn H. R., Weinberg S., Hierarchy of interactions in unified gauge theories, «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 451; 2) Матинян С. Г., На пути объединения слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий: *SU* (5), «УФН», 1980, т. 130, с. 3; 3) Langacker P., Grand unified theories and proton decay, «Phys. Repts», 1981, v. 72, p. 185; 4) Georgi H., Glashow S. L., Unity of all-elementary-particle forces, «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 438; 5) Кузьмин В. А., *CP*-неинвариантность и барионная асимметрия Вселенной, «Письма в ЖЭТФ», 1970, т. 12, с. 335; 6) Сахаров А. Д., Нарушение *CP*-инвариантности, *C*-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной, там же, 1967, т. 5, с. 32; 7) Высоцкий М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения, «УФН», 1985, т. 146, с. 591. *М. Б. Волошин.*

ВЕНЕ́РА — вторая по порядку от Солнца планета *Солнечной системы*. Ср. расстояние от Солнца 0,7233 а. е. (108,2 млн. км), эксцентриситет орбиты e=0,0068, наклон плоскости орбиты к эклиптике 3°23,65′. Ср. скорость движения В. по орбите 34,99 км/с. Ср. экваториальный радиус поверхности В. 6051,5 км. Наименьшее расстояние В. от Земли 38 млн. км, наибольшее 261 млн. км. Масса В. $4{,}87\cdot10^{24}$ кг (0,815 земной), ср. плотность 5240 кг/м^3, ускорение свободного падения на экваторе 8,76 м/с^2 (0,89 земного). Первая космическая скорость на В. 6,2 км/с, вторая — 10,2 км/с. Отличие фигуры В. от сферической невелико, центр массы смещён относительно геометрического центра на $1{,}5\pm0{,}25$ км.

Период вращения В. 243 сут, вращение обратное (по отношению к движению планеты вокруг Солнца), угол между экваториальной плоскостью и плоскостью орбиты меньше 3°. Продолжительность солнечных суток на В. 116,8 земных сут; т. о., за один венерианский год восход и заход Солнца на планете происходит дважды. Напряжённость собств. магн. поля В. не превышает $5\cdot10^{-3}$ А/м ($<1/_{5000}$ земного). В. окружена плотной атмосферой и облаками. Эффективная темп-ра В. (228 ± 5)К, интегральное сферич. *альбедо* $0{,}80\pm0{,}02$. ИК-*яркостная температура* близка к эффективной и относится к верх. границе облаков. Из-за большой оптич. плотности атмосферы и облаков поверхность В. недоступна оптич. наблюдениям с Земли. Наиб. крупный вклад в изучение В. внесли полёты космич. аппаратов (советские «Венера-1—16», американские «Маринер-2, -5, -10», «Пионер-Венера»), радиоастрономия и радиолокация.

Поверхность В. преимущественно равнинная (≈90%), относит. перепады высот менее 1—2 км. На большие возвышенности приходится ок. 8% поверхности, наиб. крупные — Земля Иштар с горой Максвелл выс. 12 км в сев. полушарии (между 60—75° сев. широты) и Земля Афродита вблизи экватора (10° сев. широты — 20° юж. широты). Поверхность сложена базальтовыми породами, что вместе с др. фактами свидетельствует о происшедшей дифференциации вещества В. на оболочки (кора, мантия, ядро). На поверхности обнаружены чёткие следы ударной бомбардировки (кратеры) и широкомасштабной вулканич. деятельности. Тектонич. процессы на В., в отличие от глобальной тектоники литосферных плит на Земле, вероятно, имели более локальный характер. По данным радиолокац. съёмки с аппаратов «Венера-15, -16» составлены карты сев. полушария В. (примерно от 30° с. ш. до полюса) с разрешением 1—2 км и выявлены характерные особенности рельефа.

Осн. составляющие атмосферы В.: CO_2 (ок. 97%), N_2 (ок. 3%), кислорода практически нет (менее 3×10^{-3}%). Среди относительно малых компонентов: H_2O, SO_2, H_2S, CO, HCl, HF. Содержание воды, возможно, переменно по высоте (от 0,1% на уровне облаков до 0,01% у поверхности). Соединения серы вместе с H_2O обусловливают формирование облаков, состоящих в основном из капелек 75—80%-ной серной к-ты. Обнаружено повышенное по сравнению с Землёй содержание первичных изотопов инертных газов (отношение $^{36}Ar/^{40}Ar$ в 300 раз больше; аналогичная, но менее выраженная тенденция по Ne, Kr), что указывает на различие процессов эволюции атмосфер В. и Земли.

Темп-ра атмосферы у поверхности В. (на уровне ср. радиуса) 740 К, давление 9,5 МПа (93,8 атм), плотность газа в 70 раз больше, чем в земной атмосфере. Атмосфера В. от поверхности до 50 км (на широтах ⩽50°) близка к адиабатической со ср. градиентом темп-ры ок. 8К/км. Суточные колебания темп-ры у поверхности менее 1 К, выше тропопаузы (≈60 км) 15 К. Ср. темп-ра тропопаузы 275 К (до широты 50°), 225 К (65—80°), 245 К (у полюса, где её высота примерно на 5 км меньше).

В стратомезосфере В. от тропопаузы до 85 км температурный градиент составляет 3,5 К/км и около нуля в мезопаузе (на выс. 90—100 км при темп-ре 175—180 К). Выше этого уровня на дневной стороне находится термосфера, где за счёт прямого поглощения солнечной УФ- и рентг. радиации темп-ра возрастает до 300 К (т. н. экзосферная темп-ра), а на ночной стороне — криосфера с темп-рой 100 К. До высоты ок. 150 км сохраняется преобладающее содержание CO_2 (вместе с CO, N_2, O, N и He), в интервале высот 150—180 км осн. составляющая — O, ещё выше — He. Особенно значит. изменения концентрации этих компонентов происходят у терминатора. Ионосфера В. менее плотная, чем у Земли. Дневная ионосфера, имеющая узкий максимум электронной концентрации (до $5\cdot10^5$ см^3 на выс.

140 км), образована в основном ионами O_2^+ и CO_2^+, выше 200 км — ионами O^+. Она сильно поджата к планете давлением *солнечного ветра*; резкий спад электронной концентрации наблюдается на уровне 250—400 км, здесь находится ионопауза (граница между тепловыми ионами и потоком энергичных частиц плазмы). С ночной стороны ионосфера простирается до высоты св. 3000 км со ср. концентрацией электронов 500—1000 см$^{-3}$, осн. ион — O^+. Отмечаются локальные максимумы на выс. 120 и 140 км, где плотность электронов может возрастать в 5—10 раз. Состав и содержание ионов в ионосфере В. подвержены существ. суточным вариациям.

Высокая темп-ра атмосферы у поверхности объясняется действием парникового эффекта: ок. 3% солнечного излучения достигает поверхности и нагревает её (освещённость у поверхности в полдень св. 10 тыс. лк), а сильная непрозрачность для собств. ИК-излучения плотной атмосферы и облачного слоя препятствует остыванию поверхности. Наряду с парниковым механизмом важную роль в тепловом режиме В. (выравнивании темп-ры по широте и долготе) играет планетарная циркуляция (зональный и в меньшей степени меридиональный перенос). Скорость ветра возрастает от 0,5—1 м/с у поверхности до $\sim$100 м/с на высоте ок. 50—70 км (т. н. суперротация атмосферы В. с периодом 4 земных суток, к-рая установлена по дрейфу неоднородностей вблизи верхней границы облаков, наблюдаемых в УФ-области спектра).

Лит.: Кузьмин А. Д., Маров М. Я., Физика планеты Венера, М., 1974; Маров М. Я., Планеты Солнечной системы, М., 1981; Ксанфомалити Л. В., Планета Венера, М., 1985; Venus, Tucson, 1982. *М. Я. Маров.*

ВЕНТИ́ЛЬНАЯ ФОТОЭДС — эдс, возникающая в результате пространственного разделения электронно-дырочных пар, генерируемых светом в *полупроводнике* электрич. полем *p—n-перехода*, *гетероперехода*, приэлектродного барьера. Подробнее см. *Фотогальваномагнитные явления.*

ВЕНТУ́РИ ТРУ́БКА (расходомер Вентури) — устройство дроссельного типа для замера расхода жидкостей и газов. Предложено Дж. Вентури (G. Venturi). Представляет собой сужение на трубопроводе, где скорость возрастает, а давление соответственно уменьшается. За сужением трубопровод снова плавно расширяется, образуя *диффузор*, где происходит обратный переход кинетич. энергии потока в энергию давления.

Если через d_1, p_1, v_1 и d_2, p_2, v_2 обозначить диаметр, давление и скорость соответственно во входном 1 и в самом узком 2 сечениях В. т., то для несжимаемой среды плотностью ρ

$$p_1-p_2=\frac{1}{2}\rho v_1^2\left[\left(\frac{d_1}{d_2}\right)^4-1\right].$$

По заданным размерам В. т. и измеренной разности давлений p_1-p_2 из последнего равенства можно определить ср. скорость v_1, а следовательно, и проходящий расход $Q=\alpha\rho v_1 S_1$, где S_1 — площадь поперечного сечения трубопровода, α — коэф. расхода В. т., учитывающий потери напора, неравномерность распределения скоростей по сечению и др. неучтённые факторы; этот коэф. зависит от *Рейнольдса числа*.

В. т. применяют при измерении расхода жидкостей и газов в трубопроводах разного размера (диам. от неск. мм до неск. м). Вследствие *гидродинамического сопротивления*, вносимого установкой В. т., давление в трубопроводе за нею ниже давления p_1 перед трубкой на величину потерь давления:

$$\Delta p=\xi\frac{\rho}{2}v_1^2\left[\left(\frac{d_1}{d_2}\right)^4-1\right],$$

где коэф. $\xi=0{,}15-0{,}20$. Коэф. расхода В. т. находят опытным путём (градуировкой), т. к. при пользовании В. т. без градуировки погрешность может достигать 2% и более. В. т. применяют также для изучения *кавитации*, т. к. при достаточно большом сужении давление p_2 может стать ниже давления насыщенного пара протекающей через В. т. жидкости.

Лит.: Чугаев Р. Р., Гидравлика, 4 изд., Л., 1982. *А. Д. Альтшуль.*

ВЕ́НЦЕЛЯ — КРА́МЕРСА — БРИЛЛЮЭ́НА МЕ́ТОД (метод ВКБ) — см. *Квазиклассическое приближение* квантовой механики.

ВЕРДЕ́ ПОСТОЯ́ННАЯ (удельное магнитное вращение) — константа пропорциональности V в законе Верде (M. Verdet), определяющем связь между углом θ магнитооптич. вращения плоскости поляризации (см. *Фарадея эффект*, *Магнитооптика*) и напряжённостью магн. поля H: $\theta=VlH$ (l — длина пути света в среде). Предполагается, что направление распространения светового пучка параллельно или антипараллельно силовым линиям приложенного магн. поля (т. н. геометрия Фарадея).

Закон Верде выражает простейшую (линейную) зависимость фарадеевского вращения от величины внеш. магн. поля и справедлив для изотропных сред в области не слишком сильных магн. полей. В анизотропных, напр. кристаллических, средах при распространении света в направлении, не совпадающем с оптич. осью кристалла, на индуцированную магн. полем циркулярную анизотропию накладывается (обычно доминирующее) линейное *двойное лучепреломление*, сильно искажающее и подавляющее эффект Фарадея. Для ферромагн. материалов зависимость эффекта Фарадея от величины поля усложняется вследствие наличия в них исходной спонтанной намагниченности, связанной с определ. кристаллографич. направлением. Однако применительно к ним оказывается справедливой линейная связь между θ и намагниченностью M: $\theta=KlM$. В этой ф-ле константа K носит название постоянной Кундта. В таблицах обычно приводится значение уд. вращения при насыщенной намагниченности для света, распространяющегося вдоль направления намагниченности.

Знак В. п., в соответствии с определением знака угла фарадеевского вращения (положительным считается вращение плоскости поляризации по часовой стрелке при распространении света вдоль направления магн. поля), в области нормальной дисперсии оказывается, как правило, положительным для диамагн. веществ и отрицательным для парамагнитных. При этом В. п. диамагн. сред практически не обнаруживает температурной зависимости, тогда как В. п. парамагнетиков, подобно парамагн. восприимчивости, в области не слишком низких темп-р линейно зависит от обратной темп-ры (см. *Кюри закон*).

В качестве параметра магнитооптич. активности среды наряду с В. п. пользуются также величиной молекулярного вращения $\Omega=V/\rho$ (ρ — плотность, моль/см^3) или т. н. молекулярной постоянной магн. вращения $D=9n\Omega/(n^2+2)$ (n — показатель преломления). Преимуществом величины D для молекулярных сред является то свойство, что аналогично уд. рефракции она с хорошей точностью сохраняет своё значение при изменениях плотности и агрегатного состояния среды и, кроме того, во многих случаях обнаруживает свойство аддитивности.

Значения В. п. (в мин/Гс·см) для нек-рых веществ на длине волны 589 нм приведены в табл.:

Вещество	мин/Гс·см	Вещество	мин/Гс·см
Гелий, газ	$0{,}72\cdot10^{-6}$	Кислород, жидкий	$7{,}82\cdot10^{-3}$
Воздух	$6{,}83\cdot10^{-6}$	Метиловый спирт, жидкий	$9{,}6\cdot10^{-3}$
Азот, газ	$6{,}92\cdot10^{-6}$	Вода	$1{,}31\cdot10^{-2}$
Кислород, газ . .	$31{,}4\cdot10^{-6}$	NaCl, кристаллы . .	$3{,}28\cdot10^{-2}$
Азот, жидкий . .	$4{,}15\cdot10^{-3}$	ZnS, кристаллы . . .	$2{,}82\cdot10^{-1}$

Лит. см. при ст. *Фарадея эффект*, *Магнитооптика*.

В. С. Запасский.

ВЕРОЯ́ТНАЯ ОШИ́БКА — одна из мер ошибки при оценке результата. Величина В. о. означает, что полученный результат отличается от среднего, вероятно, не более чем на эту величину. Обычно в качестве В. о. берут 50%-ную ошибку, т. е. в 50% случаев фактич. ошибка будет меньше вероятной. Если ошибки соответствуют нормальному распределению, то В. о. μ связана с *дисперсией* σ^2 соотношением $\mu = 0{,}674\ \sigma$.

А. А. Лебедев.

ВЕРОЯ́ТНОСТЕЙ ТЕО́РИЯ — раздел математики, в к-ром строят и изучают матем. модели случайных явлений.

Случайность присуща в той или иной степени подавляющему большинству протекающих в природе процессов. Обычно она присутствует там, где существ. влияние на ход процесса оказывает очень большое число незначительных по отдельности факторов (как, напр., при движении броуновской частицы или в классич. примере с бросанием монеты), особенно в том случае, когда система динамически неустойчива; статистич. характер имеют также законы квантовой механики. Внешне случайность проявляется как недостаточная регулярность в массовых явлениях, к-рая не позволяет с достоверностью предсказывать наступление определ. событий, т. е. не допускает описания этих явлений в рамках детерминиров. моделей. Тем не менее при изучении таких явлений выявляются определ. закономерности. Свойственная случайным событиям нерегулярность, как правило, компенсируется наличием т. н. статистич. закономерности, стабилизации частот наступлений случайных событий в длинном ряду испытаний; тогда говорят, что данные случайные события имеют определ. вероятность. Пусть при каждом осуществлении нек-рого воспроизводимого комплекса условий C может наступать или не наступать событие A. Наличие у события A при условиях C определ. вероятности p означает, что в достаточно длинной серии испытаний (повторных осуществлений условий C; предполагается, что эти испытания в нек-ром смысле независимы) частота наступления события A, т. е. отношение числа тех испытаний из серии, в к-рых A наступило, к общему их числу, приблизительно равна p. Т. о., для описания связи случайных событий с условиями их наступления вместо обычного для классич. естествознания утверждения «в условиях C наступает событие A» приходится ограничиваться утверждением «при условиях C событие A имеет вероятность p». Именно для таких случайных событий, имеющих определ. вероятность, удалось построить содержат. матем. теорию, к-рая и носит название В. т. На практике особенно часто используют такие её результаты, к-рые позволяют утверждать, что вероятность $P(A)$ наступления определ. события A близка к 1, т. е. что A практически достоверно. Такие результаты относятся, как правило, к области предельных теорем В. т., к-рые и являются её осн. содержанием.

Статистич. закономерности были известны давно, понятия В. т. возникли в сер. 17 в. в работах Б. Паскаля (B. Pascal), П. Ферма (P. Fermat) и X. Гюйгенса (Ch. Huygens). Существ. вклад в развитие В. т. внесли Я. Бернулли (J. Bernoulli), П. Лаплас (P. Laplace), К. Гаусс (C. Gauss), С. Пуассон (S. Poisson), П. Л. Чебышев. В кон. 19 — нач. 20 вв. открыто большое кол-во статистич. закономерностей в физике, биологии и др. науках (радиоакт. распад, законы Менделя и т. д.). Следует отметить, что статистич. закономерности возникают и в неслучайных схемах (напр., в распределении цифр в таблицах ф-ций и т. п.); это обстоятельство используется при «моделировании» (имитации) случайных явлений, напр. в *Монте-Карло методе*.

Основные понятия теории вероятностей. Для вероятностей случайных событий справедливы след. простые соотношения. Пусть A и B — события, относящиеся к условиям C. Обозначим через $A \cup B$ объединение событий A и B (событие «наступает A или B»), а через Ω — достоверное событие, т. е. событие, наступающее при каждом осуществлении условий C. События A и B наз. несовместными, если их одноврем. наступление невозможно. Из частотной интерпретации вероятности следует:

$$1)\ 0 \leqslant P(A) \leqslant 1; \quad 2)\ P(\Omega) = 1;$$
$$3)\ P(A \cup B) = P(A) + P(B)$$

для несовместных A и B. Последнее свойство обобщается и на любое конечное число попарно несовместных событий; это свойство наз. теоремой сложения вероятностей.

Строгую В. т. можно построить, исходя лишь из этих соотношений. В наиб. простом её варианте (элементарной В. т.) предполагают, что испытание заканчивается одним из конечного набора $\Omega = \{\omega_1, \ldots, \omega_N\}$ исходов ω_i, к-рые наз. элементарными событиями. Каждому исходу ω_k приписывают вероятность $p_k \geqslant 0$, причём $p_1 + \ldots + p_N = 1$. Рассматриваемые в элементарной В. т. события $A = \{\omega_i, \omega_j, \ldots, \omega_k\}$ имеют вид «наступает ω_i, или ω_j, ..., или ω_k»; исходы $\omega_i, \omega_j, \ldots, \omega_k$ наз. благоприятствующими A. Событие Ω наз. достоверным. Вероятность $P(A)$ события A равна сумме вероятностей благоприятствующих ему исходов: $P(A) = p_i + p_j + \ldots + p_k$. Именно так устроена любая числовая ф-ция, заданная на классе всех подмножеств Ω и удовлетворяющая условиям (1—3) (при этом $A \cup B$ определяют как объединение наборов благоприятствующих A и B исходов, а несовместными наз. события, не имеющие общих благоприятствующих исходов).

В. т. развивалась вначале в рамках частного случая элементарной В. т., в к-ром $p_1 = p_2 = \ldots = p_N = N^{-1}$ и, следовательно, вероятность события A равна отношению числа благоприятствующих A исходов к общему числу N «равновозможных» исходов (т. н. классическое определение вероятности; именно оно имеется в виду, когда говорят о случайном выборе одного из нек-рой совокупности предметов). Такое определение вероятности является, по существу, спец. формой записи симметрии случайного явления и поэтому часто встречается при использовании дискретных вероятностных моделей (напр., в статистич. физике, биологии и т. п.). Вычисление вероятностей при этом сводится к подсчёту числа благоприятствующих исходов, т. е. к комбинаторной задаче.

В рамках элементарной В. т. можно также наиб. просто определить осн. понятия В. т. Совмещением (или пересечением) событий A и B наз. событие $A \cap B$ = «наступает и A, и B» (т. е. набор благоприятствующих ему исходов равен пересечению множеств исходов, благоприятствующих A и B). Все эти определения обобщаются и на любое конечное число событий. Наряду с символами $\cup$, $\cap$ в В. т. широко используют и др. теоретико-множеств. обозначения (что естественно, поскольку события в ней отождествляются с множествами исходов). Так, $\bar{A}$ — дополнительное (или противоположное) к A событие (образованное всеми неблагоприятствующими A исходами); запись $A \subset B$ означает, что появление события A влечёт наступление B. Приведём простейшие свойства вероятности [все они вытекают из 1)—3)]: 4) $P(\bar{A}) = 1 - P(A)$; 5) если $A \subset B$, то $P(A) \leqslant P(B)$; 6) $P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(A \cap B)$ [значит, для произвольных A и B в 3) вместо равенства должен стоять знак $\leqslant$].

Условная вероятность события A при условии B определяется как $P(A \mid B) = P(A \cap B)/P(B)$, т. е. вероятность события A на подмножестве тех событий, где выполнено B. Такое определение хорошо согласуется с частотной интерпретацией вероятностей. На практике часто используют след. соотношения между вероятностями случайных событий. Пусть $B_1, \ldots, B_n$ — попарно несовместные события и их объединение есть достоверное событие Ω. Формула полной вероятности

$$P(A)=\sum_{i=1}^{n} P(A \mid B_i) P(B_i)$$

для любого события A позволяет вычислить его вероятность по условным вероятностям $P(A \mid B_i)$, найти к-рые часто значительно легче, чем $P(A)$. Формулу Бейеса

$$P(B_j \mid A)=\frac{P(A \mid B_j) P(B_j)}{\sum_{i=1}^{n} P(A \mid B_i) P(B_i)}$$

широко используют в статистике, события B_i при этом наз. гипотезами, $P(B_i)$ — их априорными вероятностями, а $P(B_j \mid A)$ — апостериорной вероятностью B_j (вероятность справедливости гипотезы B_j, если известно, что наступило событие A).

События A и B наз. независимыми, если условная вероятность одного из них при условии наступления другого равна его безусловной вероятности, или, что то же, если $P(A \cap B)=P(A) P(B)$. Аналогично события $A_1, A_2, \ldots, A_n$ наз. независимыми, если для любых $1 \leqslant i_1 \leqslant i_2<\ldots<i_k \leqslant n$, $k \leqslant n$

$$P(A_{i_1} \cap A_{i_2} \cap \ldots \cap A_{i_k})=P(A_{i_1}) P(A_{i_2}) \ldots P(A_{i_k}). \quad (1)$$

(Отметим, что из попарной независимости событий отнюдь не вытекает их независимость в совокупности.) Последнее равенство наз. теоремой умножения вероятностей. Ф-ла (1) останется справедливой, если нек-рые из A_i заменить в обеих частях на дополнительные к ним события $\bar{A}_i$.

Пример. Пусть события $A_1, \ldots, A_n$ независимы и имеют каждое вероятность p. Эти события можно интерпретировать как «успехи» в наблюдении нек-рого случайного события в n независимых испытаниях. Тогда вероятность наступления ровно m успехов равна

$$C_n^m p^m (1-p)^{n-m}, \text{ где } C_n^m=\frac{n!}{m!(n-m)!}. \quad (2)$$

Действительно, можно взять $\Omega=\{(i_1, \ldots, i_n)$, все $i_k=0$ или $1\}$, где $i_k=1$ соответствует наступлению A_k, а $i_k=0$ — его ненаступлению. Наступлению m успехов благоприятствуют те исходы $(i_1, \ldots, i_n)$, у к-рых среди i_k ровно m единиц; всего таких исходов C_n^m, а вероятность каждого такого исхода в силу независимости A_k, свойства (4) и ф-лы (1) равна $p^m(1-p)^{m-n}$.

К этому примеру непосредственно примыкает одна из первых (и важнейших) предельных теорем В. т.— теорема Бернулли (простейшая форма *больших чисел закона*), согласно к-рой вероятность значит. уклонения частоты успехов ν от вероятности p при больших n становится сколь угодно малой. Т.о., рассматриваемая матем. модель случайных явлений приводит к согласующемуся с практич. наблюдениями выводу о стабилизации частот случайных событий около их вероятностей.

Скорость стремления частоты ν к p оценивают с помощью теоремы Лапласа (частный случай *центральной предельной теоремы*). С ростом n вероятность $P(a<(\nu-p) n^{1/2}[p(1-n)]^{-1/2}<b)$ стремится к $\Phi(b)-\Phi(a)$, где $\Phi(x)=(2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{x} \exp(-y^2/2)\, dy$ — ф-ция стандартного нормального распределения (*Гаусса распределения*).

Частота ν является типичным примером др. объекта В.т.— *случайной величины*. Так называется любая ф-ция X, ставящая в соответствие каждому исходу ω_i число x_i, при этом среди x_i могут быть и равные. Конкретный вид отображения $\omega_i \rightarrow x_i$ часто несуществен, достаточно знать лишь распределение случайной величины X, т. е. набор разл. возможных значений x_i и приписываемых им вероятностей. *Математическое ожидание* случайной величины X определяется как число $\mathbf{M}X=\sum x_i p_i$.

Пример. Пусть в предыдущем примере $X_k=i_k$ для исхода $(i_1, \ldots, i_k, \ldots, i_n)$, $k=1, \ldots, n$, т. е. случайные величины X_k принимают на $N=2^n$ исходах лишь два возможных значения: 0 и 1, с вероятностями $1-p$ и p соответственно, так что $\mathbf{M}X=p$. Частота успехов $\nu=n^{-1} \sum_{k=1}^{n} X_k$, при этом $P(\nu=m/n)$ равна (2), т. е. νn имеет *биномиальное распределение*.

В этом примере рассматривался набор случайных величин $X=(X_1, \ldots, X_n)$, или случайный вектор. Основной характеристикой случайного вектора, как и случайной величины, является его распределение (совместное распределение случайных величин $X_1, \ldots, X_n$), т. е. набор возможных его значений $(x_1, \ldots, x_n)$ и их вероятностей, равных вероятностям совмещений событий $\{X_1=x_1\}, \ldots,\{X_n=x_n\}$. Если эти события для всех наборов $(x_1, \ldots, x_n)$ оказываются независимыми, то случайные величины $X_1, \ldots, X_n$ также наз. независимыми. О важнейших числовых характеристиках случайных величин см. *Дисперсия*, *Моменты* случайной величины, *Корреляции коэффициент*.

Аксиоматика теории вероятностей. Элементарная В. т. недостаточна для описания случайных явлений уже в простых ситуациях. Модель с конечным числом исходов непригодна, напр., для понятия «случайно выбранной на отрезке точки». Такого рода трудности позволяет преодолеть схема, предложенная А. Н. Колмогоровым в 1933 и ставшая с тех пор общепринятой.

Осн. элементами этой аксиоматич. схемы являются: пространство элементарных событий Ω, к-рое может быть множеством произвольной природы, нек-рый класс $\mathcal{F}$ его подмножеств, т. е. множеств элементарных событий, к-рые наз. событиями, и числовая ф-ция P на $\mathcal{F}$, к-рая удовлетворяет условиям 1)—3) и наз. вероятностью. Для корректности матем. модели требуют, чтобы класс $\mathcal{F}$ был σ-алгеброй (т. е. чтобы само Ω было событием и, значит, принадлежало $\mathcal{F}$, чтобы наряду с любым событием A классу $\mathcal{F}$ принадлежало бы и его дополнение $\bar{A}$ и чтобы для любой бесконечной последовательности событий $A_1, A_2, \ldots$ их объединение $A_1 \cup A_2 \cup \ldots$ также было событием), а ф-ция P была счётно-аддитивной, т. е. чтобы вместе со свойством 3) имело место следующее: если события $A_1, A_2, \ldots$ попарно несовместны, то $P(A_1 \cup A_2 \cup \ldots)=$ $=P(A_1)+P(A_2)+\ldots$ [это означает, что P является мерой на измеримом пространстве $(\Omega, \mathcal{F})$]. Тройка $(\Omega, \mathcal{F}, P)$ наз. вероятностным пространством. Очевидно, что элементарная В. т. является на самом деле частным случаем реализации этой схемы; её осн. определения остаются в силе и в общем случае. Одно из существ. отличий заключается в определении случайной величины $X=X(\omega)$: требуют, чтобы множества $\{\omega: X(\omega)<x\}$ принадлежали классу $\mathcal{F}$ при всех x. Для таких ф-ций X можно определить абстрактный интеграл Лебега, к-рый и наз. матем. ожиданием случайной величины X. Задавать случайную величину X удобнее всего с помощью её ф-ции распределения $F(x)=P(X<x)$.

Предельные теоремы. Осн. задача В. т.— находить по вероятностям одних случайных событий вероятности других, связанных к.-л. образом с первыми. Типичный пример — определение вероятности события $A_n=$ $=\{a_n<X_1+X_2+\ldots+X_n<b_n\}$, где X_k — независимые случайные величины, имеющие одно и то же известное распределение. Однако при больших n непосредств. вычисление вероятности $P(A_n)$ становится очень трудоёмким и практически невозможным. В таких случаях полезны предельные теоремы В. т., к-рые позволяют найти приближённые значения искомых вероятностей. Так, если в нашем примере матем. ожидание $\mathbf{M}X_k=p$ и $a_n=an$, $b_n=bn$, то в силу закона больших чисел при любых $a<p<b$ вероятность $P(A_n)$ с ростом n стремится к 1. Центральная предельная теорема уточняет этот результат: если дисперсия $\mathbf{D}X_k=\sigma^2$ ко-

нечна, то случайная величина $S_n = n^{-1}(X_1 + \ldots + X_n)$ имеет приблизительно нормальное распределение со средним p и дисперсией $\sigma^2 n^{-1}$, т. е. при $a_n = pn + a\sigma n^{1/2}$, $b_n = pn + b\sigma n^{1/2}$ и $a < b$ вероятность события A_n стремится с ростом n к $\Phi(b) - \Phi(a)$. Т. о., для сходимости распределения случайной величины $n^{1/2}(S_n - p)$ к нормальному достаточно лишь наличия у слагаемых X_k конечной дисперсии, а в остальном вид распределения X_k не важен; этим объясняется широта распространения нормального распределения в практич. применениях В. т. Не менее естеств. образом при суммировании случайных величин с бесконечной дисперсией в качестве предельных распределений появляются *устойчивые распределения*, отличные от нормального (напр., *Коши распределение*). На практике весьма полезны и т. н. теоремы о больших отклонениях, к-рые позволяют с высокой относит. точностью аппроксимировать малые вероятности. Осн. метод доказательства предельных теорем основан на использовании *характеристических функций*. Аналогичные предельные теоремы доказаны и для случайных векторов (в т. ч. бесконечномерных), известны также предельные теоремы для объектов более общей алгебраич. природы: случайных матриц, элементов группы и т. д. Кроме того, можно ослабить условие независимости X_k.

Случайные процессы. Одним из осн. разделов В. т. является теория *случайных процессов* и полей, важность к-рой обусловлена огромным кол-вом её приложений. Случайным процессом наз. однопараметрич. семейство случайных величин $X(t)$. В большинстве приложений параметр t является временем, и термин «случайный процесс» относится именно к этому случаю; когда одномерный параметр t не имеет смысла времени, часто говорят о *случайной функции*, а в случае многомерного t — о случайном поле. Если параметр t целочисленный, то случайный процесс наз. случайной последовательностью или временны́м рядом. Случайный процесс, как и случайную величину, можно охарактеризовать его распределением; для этого достаточно задать его конечномерные распределения, т. е. совокупность совместных распределений случайных величин $X(t_1)$, $X(t_2)$, ..., $X(t_n)$ для всевозможных t_1, t_2, ..., t_n и n. Для случайных процессов, как и для случайных величин, доказано большое кол-во предельных теорем (иногда их наз. функциональными предельными теоремами).

Наиб. развита теория двух спец. классов случайных процессов, к-рые в то же время чаще всего встречаются в применениях: *марковских случайных процессов* и *стационарных случайных процессов*. Случайный процесс наз. марковским (или процессом без последействия), если для любых $t_1 \leqslant t_2$ условное распределение $X(t_2)$ при условии, что известно поведение $X(t)$ при $t \leqslant t_1$, зависит только от значения $X(t_1)$ (т. е. «будущее» при фиксиров. «настоящем» от «прошлого» не зависит). Такие процессы являются естеств. обобщением детерминиров. процессов, рассматриваемых, напр., в классич. механике, для к-рых состояния системы в моменты времени $t \geqslant t_1$ однозначно определяются её состоянием в момент t_1; мн. задачи для марковских процессов сводятся к дифференц. ур-ниям для ф-ций, определяющих распределения вероятностей процессов.

Стационарность случайного процесса означает неизменность во времени его вероятностных закономерностей. В В. т. рассматривают два вида стационарности: стационарность в узком смысле, когда конечномерные распределения инвариантны относительно сдвига времени, и стационарность в широком смысле, когда от времени t не зависят лишь матем. ожидания $\mathbf{M}X(t)$ и $\mathbf{M}X(t+s)X(t)$. На практике чаще используют предположение о стационарности в широком смысле.

Важнейшей областью применения результатов В. т. и источником новых задач для неё является математическая статистика — раздел математики, посвящённый матем. методам обработки и использования статистич. данных. Типичными для матем. статистики являются задачи, в известном смысле обратные задачам В. т.: если в последней, напр., требуется, зная «природу» случайного явления (распределение соотв. вероятностей), указать, как будут себя вести наблюдаемые в эксперименте характеристики этого явления, то в матем. статистике, наоборот, требуется по эксперим. данным сделать выводы о природе случайного явления. Осн. задачами матем. статистики являются *статистическое оценивание* и проверка *статистических гипотез*.

Лит.: Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 5 изд., М., 1969; Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., т. 1—2, [3 изд.], М., 1984; Смирнов Н. В., Дунин-Барковский И. В., Курс теории вероятностей и математической статистики для технических приложений, 3 изд., М., 1969; Прохоров Ю. В., Розанов Ю. А., Теория вероятностей, 2 изд., М., 1973; Боровков А. А., Теория вероятностей, М., 1976.

К. А. Боровков.

ВЕРОЯТНОСТЬ — основное понятие матем. *вероятностей теории*, количественная характеристика возможности наступления события A при определённых (неограниченно воспроизводимых) условиях C. Каждая реализация (возможно, мысленная) условий наз. экспериментом, опытом или испытанием, наступление события A — благоприятным исходом, а ненаступление события A — неблагоприятным исходом испытания.

Понятие В. имеет смысл не для всех случайных событий, а лишь для тех из них, к-рые обладают статистич. однородностью, или устойчивостью, образуя *статистический ансамбль*. Понятие статистич. ансамбля используют в вероятностной интерпретации *квантовой механики*, *статистической физике*. В классич. механике предполагают, что состояния системы с неточно заданными нач. условиями обладают статистич. однородностью. Универсального, математически строгого определения статистич. устойчивости не существует.

Если общее число равновероятных исходов конечно, то В. $P(A)$ наступления события A вычисляют на основе «классического» определения как отношение числа m благоприятных исходов к общему числу испытаний n: $P(A) = m/n$. Та же идея, по существу, лежит в основе др. определений В., обобщающих «классическое» на случай бесконечного (дискретного или континуального) множества возможных исходов.

Так, если в потенциально бесконечной (т. е. неограниченно продолжаемой) серии испытаний событие A в первых n испытаниях наступает m раз, то В. $P(A)$ определяют как $P(A) = \lim\limits_{n\to\infty}(m/n)$.

Если множество возможных исходов не дискретно, а континуально, то В. $P(A)$ события A определяют как отношение меры Лебега подмножества благоприятных исходов к мере Лебега множества всех исходов.

Лит. см. при ст. *Вероятностей теория*. *Ю. А. Данилов.*

ВЕРШИНА в Фейнмана диаграммах — элементарный графич. символ, описывающий взаимодействие квантовых полей. Наглядно изображает акт локального элементарного взаимодействия частиц — квантов этих полей. По правилам Фейнмана, В. соответствует структуре лагранжиана взаимодействия данных полей (см. табл. к ст. *Фейнмана диаграммы*).

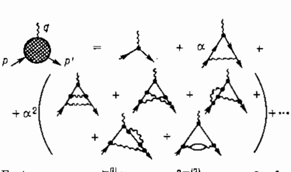
Д. В. Ширков.

ВЕРШИННАЯ ЧАСТЬ (вершинная функция) — одна из осн. ф-ций в квантовой теории поля, характеризующая взаимодействие между квантовыми полями; содержит все *радиационные поправки*. В *перенормированной теории возмущений* В. ч. определяется как сумма вкладов, отвечающих сильно связным *Фейнмана диаграммам* с числом и типом внеш. линий, определяемых соответствующей вершиной в правилах Фейнмана.

Так, напр., В. ч. $\Gamma_\mu(p, p'; q)$ в квантовой электродинамике определяется суммой (перенормированных) вкладов, к-рые, по правилам Фейнмана, изображаются диаграммами (рис.) и представляются в виде степенного ряда по безразмерному параметру (постоянной тонкой структуры) $\alpha \approx 1/137$, характеризующему интенсивность эл.-магн. процессов.

При более общем определении, без обращения к теории возмущений, вершинные части (как и полные *Грина функции*) выражаются через вариационные производные от *производящего функционала*.

Вклады однопетлевых $(\alpha\Gamma_\mu^{(1)})$ и двухпетлевых $(\alpha^2\Gamma_\mu^{(2)})$ диаграмм в вершинной части $\Gamma_\mu(p, p'; q)$ в квантовой электродинамике: p, p' и q — соответственно 4-импульсы начального и конечного электрона и фотона, γ_μ — Дирака матрицы ($\mu = 0, 1, 2, 3$).



$$\Gamma_\mu(p, p'; q) = \gamma_\mu + \alpha\Gamma_\mu^{(1)}(p, p'; q) + \alpha^2\Gamma_\mu^{(2)}(p, p'; q) + O(\alpha^3)$$

Полная В. ч. входит в систему *Дайсона уравнений*. Иногда (неправильно) В. ч. наз. просто вершиной.

Лит. см. при ст. *Квантовая теория поля*. *Д. В. Ширков.*

ВЕС — сила, с к-рой любое тело, находящееся в поле сил тяжести (как правило, создаваемое к.-л. небесным телом, напр., Землёй, Солнцем и т. д.), действует на опору или подвес, препятствующие свободному падению тела. В частном случае, когда опора (подвес) покоится или равномерно и прямолинейно движется относительно к.-л. инерциальной системы отсчёта, В. тела $\boldsymbol{P}$ по величине и направлению совпадает с силой тяжести $m\boldsymbol{g}$, $\boldsymbol{P}=m\boldsymbol{g}$, где m — масса тела, $\boldsymbol{g}$ — *ускорение свободного падения*. В. и сила тяжести приложены к разным объектам (В. — к опоре или подвесу, сила тяжести — к телу) и имеют различную физич. природу (соответственно, В. — упругую, т. е. по существу электромагнитную, а сила тяжести — гравитационную). Численное значение В. (при неизменной массе) зависит от значения g, определяемого на поверхности Земли её массой и радиусом; ввиду отклонения формы Земли от сферической, g зависит от географич. широты, а также от высоты над земной поверхностью. В общем случае движения опоры (подвеса) или самого тела с ускорением $\boldsymbol{w}$ относительно инерциальной системы отсчёта, В. перестаёт совпадать с силой тяжести, $\boldsymbol{P}=m(\boldsymbol{g}-\boldsymbol{w})$. Если $\boldsymbol{w}$ совпадает по направлению с $\boldsymbol{g}$, численное значение В. становится меньше величины силы тяжести mg; этим объясняется, в частности, широтное уменьшение В. за счёт суточного вращения Земли (вес тела на экваторе примерно на 0,3% меньше, чем на полюсе). В частности, $\boldsymbol{P}=0$ при $\boldsymbol{w}=\boldsymbol{g}$, т. е. при свободном падении тела вместе с опорой (подвесом) наступает состояние *невесомости*. Если $\boldsymbol{w}$ имеет направление, противоположное $\boldsymbol{g}$, то численное значение В. превосходит величину силы тяжести, и возникает т. н. явление перегрузки. В. можно непосредственно измерять с помощью пружинных весов и косвенно на рычажных весах, где используется пропорциональность В. и массы. Даже при покоящихся пружинных весах измеренный В. тела может более или менее отличаться от «истинного» (измеренного при тех же условиях в вакууме) за счёт уменьшения В. в газообразной или жидкой среде (см. *Архимеда закон*). *Ю. Г. Рудой.*

ВЕЧНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ (лат. perpetuum mobile) — воображаемая машина, к-рая может совершать работу неогранич. время, не заимствуя энергии извне (В. д. 1-го рода). Бесплодные попытки построить В. д. 1-го рода, к-рые предпринимались с 13 в., привели к убеждению в его невозможности, и с 1775 Парижская АН отказалась рассматривать подобные проекты. В. д. 1-го рода противоречит закону сохранения и превращения энергии, т. е. *первому началу термодинамики*. Невозможность В. д. 1-го рода — одна из формулировок 1-го начала.

В. д. 2-го рода — воображаемая периодически действующая машина, к-рая уменьшает энергию теплового резервуара и целиком превращает её в работу без к.-л. иных изменений в окружающей среде. Невозможность В. д. 2-го рода — одна из формулировок *второго начала термодинамики*. Работа В. д. 2-го рода приводила бы к убыванию энтропии изолиров. системы. *Д. Н. Зубарев.*

ВЕЩЕСТВО — вид материи, состоящей, согласно представлениям совр. физики, из фундам. частиц — *кварков* и *лептонов*. В основном В. построено из электронов и нуклонов (протонов и нейтронов). Последние в свою очередь состоят из трёх кварков. Все лептоны и кварки обладают полуцелым спином, так же как и нуклоны, имеющие сложное внутр. строение. Разл. рода взаимодействия между частицами В. осуществляются полями. Кванты полей, переносящих эл.-магн., слабое, сильное и гравитац. взаимодействия, представляют собой частицы с целым спином: фотоны, *промежуточные векторные бозоны*, *глюоны* и *гравитоны*. Именно целый спин у всех этих частиц приводит в ряде случаев к наличию у квантовых, вообще говоря, полей классич. свойств. Отчётливо это обнаруживается у эл.-магн. и гравитац. полей. Масса покоя всех частиц — переносчиков взаимодействий, за исключением промежуточных векторных бозонов, равна нулю.

В классич. физике В. и поле абсолютно противопоставлялись друг другу как два вида материи, у первого из к-рых структура дискретна, а у второго — непрерывна. Открытие в квантовой теории двойственной корпускулярно-волновой природы микрообъектов нивелирует это противопоставление. Выявление определ. степени единства В. и поля привело к углублению представлений о структуре материи. На этой основе были строго разделены категории В. и материи, на протяжении многих веков отождествлявшиеся в философии и науке, причём филос. значение осталось за категорией материи, а понятие В. сохранило науч. смысл в физике и химии. В земных условиях для В. известны 4 состояния: твёрдые тела, жидкости, газы, плазма. В *белых карликах* и *нейтронных звёздах* В. находится в сверхплотном состоянии. Согласно совр. теории, в природе возможно также состояние В. в виде *кварк-глюонной плазмы* (предполагается, в частности, что в таком состоянии В. могло существовать на самых ранних стадиях эволюции Вселенной). *Г. Я. Мякишев.*

ВЗАИМНОСТИ ПРИНЦИП (взаимности теорема) — устанавливает перекрёстную связь между двумя источниками и создаваемыми ими полями в местах расположения источников (из рассмотрения исключают значения полей в областях, не содержащих источников). В. п. справедлив для разнообразных систем (механич., акустич., электромагнитных и др.), описываемых линейными ур-ниями; его следствием являются т. н. соотношения взаимности для *Грина функций*. Идея В. п. встречается у Дж. Грина (G. Green, 1828); последующие обобщения принадлежат Г. Гельмгольцу (H. Helmholtz, 1860), Дж. У. Стретту (Рэлею) (J. W. Strutt; Rayleigh, 1873), X. Лоренцу (H. Lorentz, 1895) и др. Ниже обсуждается В. п. в электродинамике.

В электростатике В. п. сводится к равенству энергий взаимодействия полей, описываемых скалярными потенциалами $\varphi^{(a)}$ и $\varphi^{(b)}$ и создаваемых зарядами с объёмными плотностями $\rho^{(a)}$ и $\rho^{(b)}$:

$$\int_{V^{(a)}} \rho^{(a)}\varphi^{(b)}\,dV = \int_{V^{(b)}} \rho^{(b)}\varphi^{(a)}\,dV. \qquad (1)$$

Если заряды Q^a и Q^b помещены на изолиров. металлич. тела (φ=const), из (1) следует:

$$Q^{(a)}\varphi^{(b\to a)} = Q^{(b)}\varphi^{(a\to b)}, \qquad (2)$$

где $\varphi^{(a\to b)}$ — потенциал, наводимый зарядом «a» на теле «b». Аналогично можно записать В. п. для любых элементарных мультипольных источников. Так, для точечных зарядов [$\rho = Q\delta(\boldsymbol{r})$, $\delta(\boldsymbol{r})$ — дельта-функция Дирака] В. п. сводится к (2); для диполей с дипольными моментами $\boldsymbol{p}^{(a)}$, $\boldsymbol{p}^{(b)}$ [$\rho = (\boldsymbol{p}\nabla\delta(\boldsymbol{r}))$]: $(\boldsymbol{p}^{(a)}\nabla\varphi^{(b\to a)}) = (\boldsymbol{p}^{(b)}\nabla\varphi^{(a\to b)})$, т. е.

$$(\boldsymbol{p}^{(a)}\boldsymbol{E}^{(b\to a)}) = (\boldsymbol{p}^{(b)}\boldsymbol{E}^{(a\to b)}), \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{E}^{(a\to b)}$, $\boldsymbol{E}^{(b\to a)}$ — напряжённости соотв. электрич. полей; для квадруполей с тензорами квадрупольного момента $d^{(a)}_{\alpha\beta}$, $d^{(b)}_{\alpha\beta}$ [$\rho = d_{\alpha\beta}\nabla_\alpha\nabla_\beta\delta(\boldsymbol{r})$]: $d^{(a)}_{\alpha\beta}\nabla_\alpha\nabla_\beta\varphi^{(b\to a)} = d^{(b)}_{\alpha\beta}\nabla_\alpha\nabla_\beta\varphi^{(a\to b)}$ и т. д.

В. п. (1)—(3) справедлив только в средах с симметричными тензорами диэлектрич. проницаемостей $\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\beta\alpha}$. В тех случаях, когда $\varepsilon_{\alpha\beta} \neq \varepsilon_{\beta\alpha}$, справедлив «транспонированный» В. п. (ТВП), формально совпадающий с (1), но сопоставляющий поля и источники в разных средах: «a» — в среде с $\varepsilon_{\alpha\beta}$, «$b$» — в транспониров. среде с $\varepsilon_{\beta\alpha}$.

Двойственности перестановочной принцип позволяет перенести сформулированный выше В. п. в магнитостатику; причём в представлении (3) магн. дипольный момент можно интерпретировать и как зарядовый, и как токовый. Более общей является запись В. п. через объёмные плотности токов $\boldsymbol{j}$ и векторные потенциалы $\boldsymbol{A}$:

$$\int_{V^{(a)}} (\boldsymbol{j}^{(a)}\boldsymbol{A}^{(b)})\,dV = \int_{V^{(b)}} (\boldsymbol{j}^{(b)}\boldsymbol{A}^{(a)})\,dV. \qquad (4)$$

В случае перем. полей с произвольной зависимостью от времени формулировка В. п. существенно усложняется из-за конечности запаздывания отклика на изменение поведения источника. В частном случае синусоидальных процессов, описываемых множителем $\exp(i\omega t)$ (ω — угловая частота, t — время), В. п. представляют в форме, объединяющей (1) и (4):

$$\int_{V^{(a)}} [\rho^{(a)}\varphi^{(b)} + (\boldsymbol{j}^{(a)}\boldsymbol{A}^{(b)})/c]\,dV = \int_{V^{(b)}} [\rho^{(b)}\varphi^{(a)} + (\boldsymbol{j}^{(b)}\boldsymbol{A}^{(a)})/c]\,dV, \qquad (5)$$

где фигурируют комплексные амплитуды зарядов, токов и потенциалов. Выражение (5) не зависит от калибровки потенциалов и сводится к соотношению между токами $\boldsymbol{j}^{(a)}$, $\boldsymbol{j}^{(b)}$ и полями $\boldsymbol{E}^{(a)}$, $\boldsymbol{E}^{(b)}$:

$$\int_{V^{(a)}} (\boldsymbol{j}^{(a)}\boldsymbol{E}^{(b)})\,dV = \int_{V^{(b)}} (\boldsymbol{j}^{(b)}\boldsymbol{E}^{(a)})\,dV. \qquad (6)$$

Именно в форме (6) В. п. применяют в разл. задачах электродинамики (возбуждение волноводов и резонаторов, расчёт антенн и т. п.). В. п. (6) опирается на *Лоренца лемму* и справедлив только для сред, в к-рых соблюдается соотношение вида:

$$\int_V \{(\boldsymbol{E}^{(a)}\boldsymbol{D}^{(b)}) - (\boldsymbol{H}^{(a)}\boldsymbol{B}^{(b)}) - (\boldsymbol{E}^{(b)}\boldsymbol{D}^{(a)}) + (\boldsymbol{H}^{(b)}\boldsymbol{B}^{(a)})\}\,dV = 0, \qquad (7)$$

где $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{B}$ — векторы электрич. и магн. индукции, а интегрирование осуществляется по всему объёму, занимаемому полем. Соотношение (7) справедливо для линейных сред с симметричными тензорами проницаемостей. Для сред с несимметричными тензорами проницаемостей (к ним принадлежат, в частности, плазма и ферриты, находящиеся под действием пост. магн. поля $\boldsymbol{H}_0$) имеет место ТВП ($\varepsilon^{(a)}_{\alpha\beta} \rightleftarrows \varepsilon^{(b)}_{\beta\alpha}$, $\mu^{(a)}_{\alpha\beta} \rightleftarrows \mu^{(b)}_{\beta\alpha}$). В магнитоактивных средах транспонирование достигается при замене $\boldsymbol{H}_0 \to -\boldsymbol{H}_0$. Если заряды и токи движутся как единое целое с пост. скоростью $\boldsymbol{v}$, взаимно сопоставимые системы получаются при замене $\boldsymbol{v}^{(a)} \rightleftarrows -\boldsymbol{v}^{(b)}$. Принцип перестановочной двойственности позволяет обобщить В.п. (5), (6) на случай магн. источников.

С помощью В. п. удаётся получить *Кирхгофа закон обобщённый* о связи излучательной и поглощательной способностей для произвольных эл.-динамич. систем. Одним из следствий В. п. является совпадение диаграмм направленности антенны в режимах передачи и приёма. В теории линейных цепей В. п. помогает расшифровывать структуры самых сложных цепей разной природы.

Лит.: Стретт Дж. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Фурдуев В. В., Теоремы взаимности в механических, акустических и электромеханических четырехполюсниках, М.—Л., 1948; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; Морс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1958—60; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982.

И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ в физике — воздействие тел или частиц друг на друга, приводящее к изменению состояния их движения. В механике Ньютона взаимное действие тел друг на друга характеризуется силой. Более общей характеристикой В. является потенциальная энергия.

Первоначально в физике утвердилось представление о том, что В. между телами может осуществляться непосредственно через пустое пространство, к-рое не принимает никакого участия в передаче В.; при этом передача В. происходит мгновенно. Так, считалось, что перемещение Земли должно сразу же приводить к изменению силы тяготения, действующей на Луну. В этом состояла т. н. концепция дальнодействия.

Однако данные представления были оставлены как не соответствующие действительности после открытия и исследования эл.-магн. поля. Было доказано, что В. электрически заряж. тел осуществляется не мгновенно и перемещение одной заряж. частицы приводит к изменению сил, действующих на др. частицы, не в тот же момент, а спустя конечное время. В разделяющем частицы пространстве происходит нек-рый процесс, к-рый распространяется с конечной скоростью. Соответственно имеется «посредник», осуществляющий В. между заряж. частицами. Этот посредник был назван эл.-магн. полем. Каждая электрически заряж. частица создаёт эл.-магн. поле, действующее на др. частицы. Скорость распространения эл.-магн. поля равна скорости света в вакууме $c \approx 3\cdot10^{10}$ см/с. Возникла новая концепция — близкодействия, к-рая позже была распространена и на любые другие В. Согласно этой концепции, В. между телами осуществляется посредством тех или иных полей, непрерывно распределённых в пространстве. Так, всемирное тяготение осуществляется гравитац. полем.

После появления *квантовой теории поля* (КТП) представление о В. существенно изменилось. Согласно КТП, любое поле представляет собой совокупность частиц — квантов этого поля. Каждому полю соответствуют свои частицы. Напр., квантами эл.-магн. поля являются фотоны, т. е. фотоны являются переносчиками этого В. Аналогично др. виды В. возникают в результате обмена между частицами квантами соответствующих полей.

Несмотря на разнообразие воздействий тел друг на друга (зависящих от В. слагающих их элементарных частиц), в природе, по совр. данным, имеется лишь 4 типа фундаментальных В. Это (в порядке возрастания интенсивности В.): *гравитационное взаимодействие*, *слабое взаимодействие* (отвечающее за большинство распадов и многие превращения элементарных частиц), *электромагнитное взаимодействие*, *сильное взаимодействие* (обеспечивающее, в частности, связь частиц в атомных ядрах и поэтому часто называемое ядерным). Интенсивность В. определяется соответствующей *константой взаимодействия*, или константой связи. В частности, для эл.-магн. В. константой связи является электрич. заряд. Квантовая теория эл.-магн. В. — *квантовая электродинамика* — превосходно описывает все известные эл.-магн. явления. Слабое В. осуществляется посредством *промежуточных векторных бозонов*. Найдена глубокая связь слабого В. с электромагнитным, что привело к их объединению в *электрослабое взаимодействие*. Основу сильного В., по совр. представлениям, составляет В. между составными частями адронов — *кварками*. Это В., переносчиками к-рого служат *глюоны*, определяется особой константой взаимодействия — *цветом* и описывается *квантовой хромодинамикой*. В. адронов друг с другом представляет собой лишь остаточный эффект межкварковых сил, подобно тому как молекулярные силы — остаточный эффект кулоновского В. электронов и ядер молекул. Делаются попытки объединения слабого, эл.-магн. и сильного В. (модели т. н. *великого объединения*), а также всех видов В., включая гравитационное (см. *Супергравитация*).

Г. Я. Мякишев.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН — воздействие волн друг на друга, приводящее к изменению их волновых характеристик (амплитуд, частот ω_i, волновых векторов k_i, поляризации). В. в. основано на пространственно-временно́м резонансе волн, условия к-рого имеют вид: $\sum\omega_i=0$, $\sum k_i=0$ (см. *Синхронизм*). В. в. возникает в средах нелинейных, для линейных сред справедлив принцип суперпозиции. Однако в неоднородных анизотропных средах возможно не нарушающее принцип суперпозиции т. н. линейное взаимодействие различно поляризов. волн, приводящее к перераспределению энергии между ними (см. *Линейное взаимодействие волн*).

Примерами В. в. могут быть *взаимодействие волн в плазме*, *взаимодействие световых волн*. В. в. можно рассматривать как рассеяние волн друг на друге, а при участии во взаимодействии разл. типов волн — как нелинейную трансформацию одних типов волн в другие, напр. световых в акустические (см. *Фотоакустические явления*). Рассеяние и трансформация волн могут быть как спонтанными процессами, так и при превышении определённого (в большинстве случаев малого) порога — индуцированными. Это означает, что при рассмотрении В. в. необходимо учитывать обратную связь между падающей и рассеянной волной. В зависимости от степени нелинейной поляризации среды В. в. могут быть трёхволновыми при квадратичной восприимчивости, четырёхволновыми при кубической восприимчивости и т. д. (см. *Нелинейные восприимчивости*). В средах с малой нелинейностью четырёх- и пятиволновые взаимодействия есть эффекты более высокого порядка малости, чем трёхволновые.

Трёхволновые В. в. наблюдаются в плазме, в кристаллах; ими объясняется возникновение распадной параметрич. неустойчивости, *взрывной неустойчивости волн*; на них основывается действие *параметрических генераторов света*, *комбинационных лазеров*. Четырёхволновые взаимодействия возможны в нелинейных средах с кубической восприимчивостью; ими объясняются *самовоздействия света*, а для случая вырожденного четырёхволнового взаимодействия — *обращение волнового фронта*. См. также ст. *Волны* и лит. при ней.

В. Н. Ораевский.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В ПЛА́ЗМЕ — можно рассматривать как рассеяние волн друг на друге, а при участии во взаимодействии волн разл. типов — как нелинейную трансформацию одних типов волн в другие. В. в. в п. основано на пространственно-временно́м резонансе волн, участвующих во взаимодействии. Условия такого резонанса имеют вид: $\sum_i\omega_i=0$, $\sum_i k_i=0$, $i=1, 2, 3, \ldots$ (1). Здесь ω_i и $\boldsymbol{k}_i$ соответственно частоты и волновые векторы взаимодействующих волн. Простейшим и основным является 3-волновое взаимодействие ($i=1, 2, 3$). Рассеяние и трансформация волн в плазме даже при малых амплитудах (превышающих, однако, определ. порог) являются индуцированными процессами. Это означает, что при вычислении величин, подобных длинам рассеяния в теории взаимодействия частиц, следует учитывать обратную связь между падающей и рассеянной волной. Такая связь приводит к возникновению распадной параметрической неустойчивости волн, лежащей в основе вынужденного комбинационного рассеяния волн. Именно из-за распадной параметрич. неустойчивости при вынужденном комбинац. рассеянии экспоненциально нарастает амплитуда не только рассеянной, но и падающей волны. При рассмотрении плазмы как ансамбля большого числа мод-осцилляторов указанные выше условия резонанса волн можно трактовать как условия параметрич. резонанса в среде с распределёнными параметрами. (В нелинейной оптике эти условия называются условиями фазового (волнового) *синхронизма*.) Плазму можно рассматривать также как некий газ волн-«квазичастиц» с энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar k$ (фотоны — для эл.-магн. колебаний, фононы — для ионно-звуковых). Тогда указанные выше условия резонанса волн могут трактоваться как условия распада волн — квазичастиц. В простейшем случае 3-волнового взаимодействия $\omega_1=\omega_2+\omega_3$, $k_1=k_2+k_3$. Умножение этих равенств на $\hbar$ даёт законы сохранения энергии и импульса при распаде элементарного возбуждения — «кванта» (ω_1, k_1) на два других (ω_2, k_2) и (ω_3, k_3). Поэтому можно сказать, что В. в. в п. основано на распаде и слиянии элементарных возбуждений плазмы.

Система ур-ний для взаимодействующих волн имеет универсальный вид. При её выводе предполагается, что плазма в линейном приближении рассматривается как ансамбль бесконечного числа собственных волн-мод. Нелинейность плазмы приводит к появлению связи между модами, причём вначале учитываются главные слагаемые — резонансные и нелинейности низшего порядка. Примером 3-волнового взаимодействия является связь *ленгмюровских волн* и неизотермич. звука (см. *Волны в плазме*) в условиях, когда $T_e\gg T_i$ (T_e и T_i — темп-ры электронов и ионов). Система ур-ний, описывающая указанную связь, может быть сведена к следующей:

$$\left.\begin{aligned}&\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\frac{3T_e}{m_e}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\omega_p^2\right)E(t,\ x)=-\omega_p^2\frac{\delta n}{n}E\\&\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\frac{T_e}{m_i}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\delta n(t,\ x)=\frac{1}{16\pi m_i}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\langle E^2\rangle\end{aligned}\right\}. \qquad (2)$$

Эти ур-ния записаны для электрич. поля ленгмюровских колебаний $E(t, x)$ и вариаций плотности в ионно-звуковой волне $\delta n(t, x)$ (m_e, m_i — массы электрона и иона, ω_p — ленгмюровская частота, n — плотность). Решение (2) можно представить в виде разложения по собств. колебаниям плазмы или модам. Ур-ния для амплитуд ленгмюровских и ионно-звуковых мод становятся связанными и выводятся из (2) при учёте лишь медленного изменения амплитуд во времени. Вклад в такое изменение дают резонансные слагаемые, для к-рых выполняются условия (1): $\omega_{l_1}=\omega_{l_2}+\omega_s$, $k_1=k_2+k_s$, $\omega_{l_{1,2}}$ — частоты ленгмюровских волн, ω_s — звуковой). Система ур-ний для этих связанных мод приобретает вид:

$$i\frac{\partial c_1}{\partial t}=Vc_1c_2;\quad i\frac{\partial c_2}{\partial t}=-Vc_1c_s;$$

$$i\frac{\partial c_s}{\partial t}=Vc_1c_2^*;\quad V=\sqrt{\frac{\omega_{l_1}\omega_{l_2}\omega_s}{nT_e}};$$

$$c_{1,2}=\sqrt{N_{1,2}}e^{i\varphi_{1,2}};\quad c_s=\sqrt{N_s}e^{i\varphi_s}; \qquad (3)$$

$$N_{1,2}=|E_{1,2}|^2/8\pi\omega_{l_{1,2}};\quad N_s=\left|\frac{\delta n}{n}\right|^2\frac{nM_s^2}{\omega_s}.$$

Здесь N_i — число квазичастиц в соответствующей моде, φ_i — фазы мод, c_i^* — комплексные амплитуды. С помощью системы ур-ний типа (3) изучают как турбулентные, так и ламинарные состояния плазмы. В первом случае системы ур-ний типа (3) усредняются по фазам мод и получают кинетич. ур-ния для числа квазичастиц (см. *Турбулентность плазмы*). В ламинарном режиме различают два типа задач. В первом случае амплитуду одной из волн, напр. c_i, можно считать постоянной — т. н. волна накачки. Тогда решение (3) приводит к распадной параметрич. неустойчивости с инкрементом неустойчивости $\gamma_D = N_1(V)^2$. В задачах второго типа рассматривается изменение амплитуд всех трёх волн за счёт их взаимодействия. Решения описывают периодич. перекачку энергии из одной моды в другие.

В этом случае для чисел квазичастиц N_i выполняются соотношения Мэнли—Роу: $N_1+N_2=m_1$; $N_1+N_3=m_2$; $N_2-N_3=m_3$ ($m_i=\mathrm{const}>0$). В плазме задача о динамике трёх волн имеет шакую область применимости, что связано с обилием каналов 3-волновых взаимодействий. Каждая возникшая в результате распадного взаимодействия новая мода обычно имеет новые каналы для распадного процесса. Это приводит к сложным многоволновым процессам, в к-рых обычно возникает необходимость учёта не только процессов взаимодействия волн между собой, но и *взаимодействия частиц с волнами*.

Интересная особенность распадной неустойчивости в неравновесной плазме связана с наличием в ней волн с отрицат. энергией. Отрицательность энергии волны означает, что возбуждение волны сопровождается уменьшением, а не увеличением энергии волновой среды. Это возможно в плазме с неравновесным распределением частиц по скоростям (напр., пучок частиц в плазме, анизотропия темп-ры и др.). Взаимодействие волны с отрицат. энергией с волнами положит. энергии приводит к развитию нелинейной неустойчивости взрывного типа. Причина возникновения *взрывной неустойчивости волн* состоит в том, что, отдавая в процессе распада свою энергию пробным волнам, волна накачки не уменьшает, а увеличивает свою амплитуду. Соответственно этому в первом из ур-ний (3) изменяется знак правой части, а в соотношении Мэнли—Роу — знак при N_1, т. е. при распаде квазичастицы происходит одновременно. увеличение числа квантов всех взаимодействующих волн. Развивающаяся при этом неустойчивость характеризуется тем, что инкремент тем больше, чем большего уровня достигла амплитуда. Эта особенность неустойчивости моделируется ур-нием $\frac{d|c_i|}{dt}=\alpha|c_i|^2$, из решения к-рого $\left(c_i \sim \frac{1}{t_0-t}\right)$ видно, что за конечное время амплитуда волны нарастает до бесконечно больших значений, т. е. неустойчивость носит характер «взрыва». Стабилизация взрывной неустойчивости возникает из-за нарушений условий пространственно-временного синхронизма, связанных либо с нелинейностью высшего порядка, либо с неоднородностью плазмы.

Лит.: Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1976; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979. *В. Н. Ораевский.*

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН — связано с энергообменом в нелинейной среде световых волн разных частот и разных направлений распространения и приводит к ряду нелинейнооптич. явлений, в частности к генерации гармоник (см. *Нелинейная оптика*). В общем случае эти взаимодействия могут происходить с участием индуцированных светом возбуждений в среде (оптич. и акустич. фононов, магнонов и т. п.). Такие нелинейные взаимодействия принято наз. *вынужденным рассеянием света*. В узком смысле под В. с. в. понимают нелинейное взаимодействие эл.-магн. волн оптич. диапазона.

В сильных лазерных полях поляризация среды P является нелинейной ф-цией напряжённости электрич. поля E световой волны и может быть представлена в виде

$$P=\varkappa E+\chi^{(2)}E^2+\chi^{(3)}E^3+\ldots, \qquad (1)$$

где $\varkappa$ — линейная диэлектрич. восприимчивость среды, $\chi^{(2)}$ и $\chi^{(3)}$ — квадратичная и кубичная восприимчивости (для простоты не учитываем тензорный характер восприимчивости и её временну́ю и пространственную дисперсию; см. *Нелинейные восприимчивости*). Для сред с квадратичной нелинейностью $\chi^{(2)}$ характерны трёхволновые (трёхчастотные, трёхфотонные) В. с. в., с кубичной нелинейностью $\chi^{(3)}$ — четырёхволновые (четырёхчастотные, четырёхфотонные) взаимодействия и т. д. Т. о., нелинейная восприимчивость среды порядка n обусловливает $(n+1)$-волновые взаимодействия.

Трёхволновые взаимодействия. При распространении в среде с квадратичной нелинейностью плоских световых волн:

$$E_1=A_1\cos(\omega_1 t-k_1 z) \quad \text{и} \quad E_2=A_2\cos(\omega_2 t-k_2 z) \qquad (2)$$

(k_n — волновое число, z — направление распространения) создаётся нелинейная поляризация вида:

$$P^{(2)}=\chi^{(2)}E^2=P_{2\omega_1}+P_{2\omega_2}+P_{\omega_1+\omega_2}+P_{\omega_1-\omega_2}+P_0. \qquad (3)$$

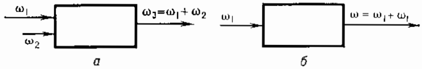
Здесь:

$$P_{2\omega_n}=\frac{1}{2}\chi^{(2)}A_n^2\cos 2(\omega_n t-k_n z), \quad n=1,\ 2; \qquad (4а)$$

$$P_{\omega_1\pm\omega_2}=\chi^{(2)}A_1A_2\cos[(\omega_1\pm\omega_2)t-(k_1\pm k_2)z]; \qquad (4б)$$

$$P_0=\frac{1}{2}\chi^{(2)}(A_1^2+A_2^2), \qquad (4в)$$

P_0 — постоянная поляризация среды, возникающая под действием поля интенсивных световых волн и используемая при оптич. детектировании (см. *Детектирование света*). Поляризация (4а) на удвоенной частоте и поляризация (4б) на суммарной (разностной) частоте при определ. условиях могут приводить к переизлучению волны на соответствующих частотах. Так, для возбуждения волн на суммарной частоте $\omega_3=\omega_1+\omega_2$ (рис. 1, *а*) необходимо, чтобы выполнялось условие волнового синхронизма вида $k_3=k_1+k_2$. В этом случае



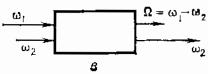


Рис. 1. Трёхволновые процессы генерации: суммарной частоты (*а*), второй гармоники (*б*), разностной частоты Ω и параметрического усиления частоты ω_2 (*в*).

амплитуды световых волн, излучаемых разл. диполями в разных точках среды, складываются и в результате происходит пространственное накопление нелинейного эффекта по мере увеличения длины В. с. в.

Процесс генерации второй гармоники световой волны (рис. 1, *б*), связанный с поляризацией $P_{2\omega_n}$, относится к случаю вырожденного трёхчастотного взаимодействия (частоты возбуждающих волн равны). Но по числу волн этот процесс может быть невырожден. С нелинейной поляризацией $P_{\omega_1-\omega_2}$ связаны процесс генерации разностной частоты $\Omega=\omega_1-\omega_2$ (рис. 1, *в*) и процесс усиления волны частоты ω_2. Если на входе нелинейной среды одна из световых волн, напр. частоты ω_1, является более интенсивной, то процесс В. с. в. принято наз. параметрическим. При этом интенсивная волна (волна накачки) частоты ω_1 модулирует в пространстве и во времени диэлектрич. проницаемость среды, приводя к параметрич. нарастанию на частотах ω_2 и Ω, к-рое можно интерпретировать как результат работы, производимой нестационарной средой (подробнее см. *Параметрический генератор света*). Параметрическое В. с. в. наз. вырожденным, если частота усиливаемой волны является субгармоникой по отношению к частоте накачки: $\Omega=\omega_1/2=\omega_2$. Следует отметить различие в процессах возбуждения второй гармоники и субгармоники. Вторая гармоника может нарастать с нулевой амплитуды на входе нелинейной среды, для усиления же волны субгармоники обязательно необходимо ненулевое значение её амплитуды. Трёхчастотные В. с. в. можно трактовать как когерентные процессы распада или слияния фотонов соответствующих частот. Напр., процесс параметрической люминесценции наглядно трактуется как распад фотонов накачки частоты ω_1, происходящий под воздействием тепловых фотонов среды частот ω_2 и Ω.

Четырёхволновые взаимодействия. Для нецентросимметричных *нелинейных сред* в разложении поляризации (1) квадратичный член отсутствует, поэтому в таких средах существенна кубичная восприимчивость и в них возможны лишь четырёхволновые В. с. в. Участие во взаимодействии четырёх волн приводит к большому разнообразию нелинейных эффектов; нек-рые из них имеют много общих свойств с трёхволновыми взаимодействиями.

В общем случае между частотами ω_n и волновыми векторами $\boldsymbol{k}_n$ световых волн, взаимодействующих в средах с кубичной нелинейностью, имеют место соотношения

$$\omega_4 = \pm\,\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3, \qquad \boldsymbol{k}_4 = \pm\,\boldsymbol{k}_1 \pm \boldsymbol{k}_2 \pm \boldsymbol{k}_3. \qquad (5)$$

Подстановка (2) в выражение для кубич. поляризации $P^{(3)} = \chi^{(3)}E^3$ показывает, что $P^{(3)}$ имеет компоненты на частотах $3\omega_1$, $2\omega_1 - \omega_1$, $\omega_1 + \omega_2 - \omega_2$, $2\omega_1 + \omega_2$, $\omega_1 + 2\omega_2$, $2\omega_1 - \omega_2$, $3\omega_2$, ... и т. д. Как уже отмечалось, каждая поляризация может приводить к переизлучению световой волны на соответствующей частоте. Т. о., в среде с кубической восприимчивостью $\chi^{(3)}$ возможна генерация световой волны третьей гармоники $3\omega_1$. На частоте ω_1 исходной световой волны имеются две поляризации, одна из к-рых соответствует комбинации волновых векторов $\boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{k}_1$, а другая — $\boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2 - \boldsymbol{k}_2$. С первой поляризацией связано явление *самовоздействия света*, а со второй — явление кроссвзаимодействия. Эти явления отсутствуют в квадратичных средах; в их основе лежит кубич. зависимость поляризации среды и, следовательно, показателя преломления среды от интенсивности распространяющихся световых волн. Наличие эффектов самовоздействия и кроссвзаимодействия является характерной особенностью всех четырёхволновых В. с. в. Остальные указанные выше комбинации частот относятся к процессам четырёхфотонного смешения.

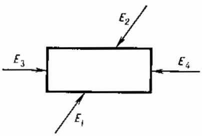


Рис. 2. Схема вырожденного четырёхволнового взаимодействия.

Очень важным свойством обладает вырожденное четырёхволновое взаимодействие волн одинаковой частоты (рис. 2). В случае, когда волны E_1 и E_2 с противоположными направлениями распространения являются интенсивными (накачками) и на среду падает слабая волна E_3, в нелинейной среде возбуждается волна E_4 с амплитудой A_4, комплексно сопряжённой амплитуде слабой волны ($A_4 \simeq A_3^*$). Эта схема четырёхволнового взаимодействия используется для *обращения волнового фронта* с усилением.

Трёх- и четырёхволновые В. с. в. лежат в основе двух направлений современной лазерной оптики: *нелинейной спектроскопии* и прикладной нелинейной оптики, в к-рой нелинейнооптич. процессы используются для преобразования изображений и частот, обращения волнового фронта, для создания новых источников когерентного оптич. излучения и т. п.

Лит.: 1) Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; 2) Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; 3) Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В., Прикладная нелинейная оптика, М., 1982; 4) Клышко Д. Н., Фотоны и нелинейная оптика, М., 1980; 5) Цернике Ф., Мидвинтер Дж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1976.
А. С. Чиркин.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ С ВОЛНАМИ — характерно для разреженной высокотемпературной плазмы (так же как и взаимодействие волн с волнами) в отличие от жидкости или газа, где взаимодействуют только частицы с частицами. Даже в равновесной плазме флуктуации плотности в электрич. продольных колебаниях обладают заметными рассеивающими свойствами наряду с парными соударениями частиц. Рассеяния частиц и за счёт парных соударений, и на колебаниях (волнах) могут рассматриваться как частные случаи взаимодействия частиц с флуктуациями микрополей. При этом парные соударения — результат рассеяния на флуктуациях микрополей с пространственными размерами меньше *дебаевского радиуса экранирования* $r_D = \sqrt{T/4\pi ne^2}$, а рассеяние на флуктуациях с размерами, бо́льшими r_D, определяет вклад плазменных колебаний.

Длина l свободного пробега электрона из-за взаимодействия с равновесными флуктуациями электрич. полей в плазме определяется соотношением $l \approx 8r_D v^2 \times (m_e\omega_p/eE)^2$, где e — заряд электрона, m_e и v — его масса и скорость, ω_p — электронная ленгмюровская частота, E — амплитуда электрич. поля равновесных колебаний. Принимая во внимание, что тепловой уровень флуктуац. колебаний $E^2 \approx 8\pi T/r_D^3$ (T — темп-ра плазмы в энергетич. единицах), получаем, что длина рассеяния электронов на тепловых шумах $l \approx 10^5 T/n$ (n — плотность плазмы). Сопоставление этой длины рассеяния с длиной рассеяния за счёт парных электронно-ионных столкновений $l_{ei} = 4{,}5 \cdot 10^5 T^2/nL_K$ (L_K — т. н. *кулоновский логарифм*) показывает, что $l/l_{ei} \sim L_K$, т. е. длина пробега электрона из-за рассеяния на термодинамически равновесном фоне плазменных колебаний в неск. раз ($L_K \sim 10$) больше длины свободного пробега из-за парных соударений. Т. о., вклад поля колебаний с $\lambda > r_D$ в процессы рассеяния электронов оказывается несколько на порядок меньше рассеяния из-за парных соударений.

В неравновесной плазме, когда её параметры приближаются к значениям, соответствующим границе устойчивости, увеличивается уровень флуктуац. колебаний. Соответственно увеличивается вклад колебаний в рассеяние частиц, к-рый может превысить вклад от парных соударений. Возникает т. н. явление *опалесценции критической*, сходное с аналогичным оптич. явлением.

В неустойчивой плазме амплитуды плазменных колебаний возрастают до значений, на много порядков превышающих тепловой уровень. При этом рассеяние частиц на колебаниях становится преобладающим и отвечает за аномальные процессы переноса в плазме (*турбулентная диффузия*, *аномальное сопротивление* плазмы и т. п.).

В. ч. с в. приводит не только к изменению со временем ф-ции распределения частиц в координатном пространстве и по компонентам скоростей, но и к изменению во времени характеристик волн (амплитуды, фазы, спектральных характеристик). В равновесной плазме В. ч. с в. отвечает за *бесстолкновительное затухание* волн, возникающее за счёт поглощения энергии волны резонансными частицами (см. *Ландау затухание*).

В неравновесной плазме, когда ф-ция распределения частиц существенно отличается от максвелловской, В. ч. с в. приводит к появлению разл. рода неустойчивостей (см. *Неустойчивости плазмы*).

Обратное воздействие возбуждаемых при неустойчивости колебаний на резонансные частицы приводит к релаксации исходного неустойчивого состояния, так что система возвращается на порог устойчивости. Такую бесстолкновительную релаксацию плазмы обычно исследуют в квазилинейном приближении (см. *Квазилинейная теория плазмы*).

В плазме возможно также нелинейное резонансное взаимодействие волна — частица, когда в резонанс с частицами попадает биение двух волн (ω_1, $\boldsymbol{k}_1$), (ω_2, $\boldsymbol{k}_2$): $(\omega_1 - \omega_2) = (\boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{k}_2)\,\boldsymbol{v}$. Этот процесс наз. индуцированным рассеянием волн на частицах плазмы. Индуцир. рассеяние особенно существенно, когда число резонансных частиц, взаимодействующих с каждой из двух рассматриваемых волн в отдельности, мало, а в резонансе с биением попадает много частиц. Характерный пример — ленгмюровские колебания. Их частота определяется соотношением $\omega_{1,2}=\omega_p\left(1+\frac{3}{2}k^2r_D^2\right)$, $k^2r_D^2\ll 1$, и фазовая скорость колебаний много больше тепловой скорости электронов. Из-за малой дисперсии частоты фазовая скорость биения $\frac{3}{2}\omega_p(k_1^2-k_2^2)r_D^2/|\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2|$ очень мала и может быть даже порядка тепловой скорости ионов. Поэтому возможно индуцир. рассеяние ленгмюровских колебаний на ионах.

Если индуцир. рассеяние волн происходит на частицах с максвелловским распределением f по скоростям $\left(\frac{\partial f}{\partial v}<0\right)$, то оно сопровождается уменьшением частоты и волнового числа ленгмюровских колебаний, поскольку часть энергии и импульса исходного кванта забирается рассеивающей частицей. При индуцир. рассеянии на пучке (т. е. распределение по скоростям немаксвелловское $\partial f/\partial v>0$) имеет место обратная ситуация.

Лит.: Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979.

В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ — представление квантовой теории, в к-ром зависимость от времени *вектора состояния* системы определяется взаимодействием (рассматриваемым часто как малое возмущение), а соответствующих физ. величин — гамильтонианом системы без учёта взаимодействия. В. п. является промежуточным между *Шрёдингера представлением* и *Гейзенберга представлением*. Предложено П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac) и используется в случаях, когда из *гамильтониана* ($\hat{H}$) системы оказывается целесообразным выделить невозмущённую часть $\hat{H}_0$ (в *квантовой теории поля* — гамильтониан свободного поля) и гамильтониан возмущения (взаимодействия) $\hat{V}$:

$$\hat{H}=\hat{H}_0+\hat{V}. \tag{1}$$

Вектор состояния во В. п. $|\Psi_I(t)\rangle$ связан с вектором состояния в представлении Шрёдингера $|\Psi_S(t)\rangle$ с помощью *унитарного оператора* $\hat{R}(t, t_0)$:

$$|\Psi_S(t)\rangle=\hat{R}(t, t_0)|\Psi_I(t)\rangle, \tag{2}$$

удовлетворяющего ур-нию

$$i\hbar\frac{\partial\hat{R}}{\partial t}=\hat{H}_0\hat{R} \tag{3}$$

с граничным условием $\hat{R}(t_0, t_0)=1$ и представляющего собой эволюцию вектора состояния под действием невозмущённого гамильтониана $\hat{H}_0$. Символически:

$$\hat{R}=\exp\left[(-i/\hbar)\hat{H}^0(t-t_0)\right]. \tag{4}$$

Из ур-ния Шрёдингера для системы с гамильтонианом (1) следует, что вектор состояния $|\Psi_I(t)\rangle$ должен удовлетворить ур-нию

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\Psi_I(t)\rangle=\hat{V}_I(t)|\Psi_I(t)\rangle, \tag{5}$$

где оператор взаимодействия во В. п.

$$\hat{V}_I(t)=\hat{R}^+(t, t_0)\hat{V}\hat{R}(t, t_0) \tag{6}$$

(плюс означает эрмитово сопряжение). Т. о., во В. п. операторы физ. величин зависят от времени аналогично гейзенберговским операторам для невозмущённой системы с гамильтонианом $\hat{H}_0$, а изменение со временем вектора состояния $|\Psi_I(t)\rangle$ обусловлено возмущением $\hat{V}_I$ [см. (5)]. Поскольку векторы состояния во В. п. и представлении Шрёдингера связаны унитарным оператором, оба представления полностью эквивалентны (см. *Представлений теория*). В частности, операторы F, отвечающие одной и той же физ. величине F, в разных представлениях имеют одинаковый спектр, аналогичные перестановочные соотношения и одинаковые ср. значения:

$$\langle\Psi_S|\hat{F}_S|\Psi_S\rangle=\langle\Psi_I|\hat{R}^+\hat{F}_S\hat{R}|\Psi_I\rangle=\langle\Psi_I|\hat{F}_I|\Psi_I\rangle.$$

В. п. удобно для применения *возмущений теории*, поэтому оно широко используется в квантовой теории поля.

Лит. см. при ст. Представлений теория. *С. С. Герштейн.*

ВЗВЕШЕННОЕ СРЕДНЕЕ — среднее значение n величин x_i с весами w_i ($i=1, \ldots, n$), т. е. величина $\bar{x}_w=\sum_{i=1}^n x_iw_i/\sum_{i=1}^n w_i$. В. с. используют при статистич. обработке результатов измерений с разными ошибками. Если x_i — результат измерения с ошибкой σ_i (среднее квадратичное отклонение), то считают $w_i=1/\sigma_i^2$. Ошибка (среднее квадратичное отклонение) В. с. есть величина

$$S(\bar{x}_w)=\left[\sum_{i=1}^n(1/\sigma_i^2)\right]^{-1/2}.$$

А. А. Лебедев.

ВЗРЫВ — очень быстрое выделение энергии в ограниченном объёме, связанное с внезапным изменением состояния вещества и сопровождаемое обычно разбрасыванием и разрушением окружающей среды. Наиболее характерными являются В., при к-рых на нач. этапе внутр. хим. (или ядерная) энергия превращается в тепловую. Хим. взрывчатые вещества (ВВ) при хим. превращении (происходящем обычно без участия кислорода воздуха) по сравнению с обычным топливом выделяют небольшое кол-во теплоты ($\sim 4\cdot 10^3$ кДж/кг, или 10^3 ккал/кг), но время хим. превращения мало ($\sim 10^{-5}$ с), поэтому вещество в процессе В. не успевает разлететься и образует газ с высокими темп-рой ($2\cdot 10^3$—$4\cdot 10^3$ К) и давлением (до 10 ГПа). Расширение газа приводит в движение окружающую среду — возникает *взрывная волна*, скорость распространения к-рой вблизи очага В. достигает неск. км/с. Взрывная волна оказывает механич. действие на окружающие объекты.

В. могут быть вызваны резкими внеш. воздействиями — ударом, трением, *ударной волной*, порождённой В. др. заряда, или возникнуть самопроизвольно (см. ниже). Причина В. при ударе, по-видимому, лежит в локальном разогреве вещества. Ударная волна — специфич. вид взрывного превращения, к-рое распространяется в пространстве с пост. скоростью (см. *Детонация*). В процессе В. может выделяться не только внутр. энергия вещества, но и механич. энергия тел, эл.-магн. энергия и др. виды энергий. Так, В. могут происходить при ударе тел, движущихся с большими скоростями (падение крупных метеоритов), испарении металлич. проволоки под действием сильного импульса электрич. напряжения, фокусировании мощного лазерного излучения в среде, при внезапном освобождении сжатого газа (разрушение стенок газовых баллонов) и т. п. Действие В. может быть усилено в к.-л. направлении (см. *Кумулятивный эффект*).

В., при к-рых выделяется внутр. энергия (при хим. или ядерной реакции), происходят в условиях прогрессивного самоускорения, в результате к-рого медленно протекающий в нач. момент процесс достигает очень больших скоростей. При определ. внеш. условиях конденсир. ВВ и взрывоопасные газовые смеси могут храниться длит. время (хим. реакции практически не идут). Однако при небольших изменениях темп-ры, давления, условий теплоотдачи или объёма ВВ может произойти резкий переход от крайне медленного протекания хим. реакции к её прогрессивному самоускорению, т. е. В. или самовоспламенению. Наличие таких критич. условий — характерная черта хим. ВВ. Автоускорение реакции возникает либо тепловым образом (тепловой

В.), либо вследствие развития в среде разветвлённой цепной реакции (цепной В.).

Тепловой В. осуществляется в условиях, когда термич. равновесие между реагирующим веществом и окружающей средой оказывается невозможным. При достаточно больших значениях энергии активации $\mathcal{E}$ (истинной или эффективной) скорость хим. реакции w быстро возрастает с увеличением темп-ры T — по закону Аррениуса $w \sim z\exp(-\mathcal{E}/RT)$, R — универсальная газовая постоянная, z — предэкспоненциальный множитель (см. *Кинетика химическая*). Т. о. растёт и скорость тепловыделения Q_+ в объёме вещества V:

$$Q_+ \sim Vqz\exp(-\mathcal{E}/RT)$$

(q — тепловой эффект реакции). Теплоотвод во внеш. среду Q_- — через поверхность S зависит от темп-ры гораздо слабее:

$$Q_- \sim \frac{\lambda}{r}(T-T_0)\,S$$

(λ — коэф. теплопроводности, r — линейный размер тела, T_0 — темп-ра среды). Условию теплового равновесия соответствует равенство $Q_+=Q_-$ — выделяющееся в ходе реакции тепло полностью отводится через поверхность ВВ. Вследствие сильной нелинейности ф-ции тепловыделения $Q_+(T)$ такое равновесие не всегда возможно, что хорошо видно на диаграмме Семёнова (рис. 1). При низких темп-рах T_0^1 кривая $Q_+(T)$ и прямая 1, изображающая зависимость $Q_-(T)$ при $T_0=T_0'$, имеют точку пересечения, т. е. возможно термич. равновесие,— реакция протекает медленно при темп-ре, мало отличающейся от T_0. При повышении T_0 прямые теплоотвода (2 и 3) смещаются вправо, и при нек-рой

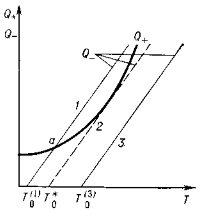


Рис. 1. Диаграмма Семёнова. *1* — подкритическое, *2* — критическое, *3* — надкритическое состояния системы.

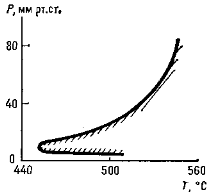


Рис. 2. Область самовоспламенения (заштрихована) смеси водорода с кислородом (в пропорциях 2 : 1).

критич. темп-ре T_0^* прямая 2 касается кривой $Q_+(T)$; при $T_0>T_0^*$ точка пересечения (а следовательно, и возможность термич. равновесия) исчезает, хим. экзотермич. реакция самоускоряется — выделение тепла приводит к повышению темп-ры, что в свою очередь увеличивает скорость тепловыделения: возникает тепловой В.

Условия возникновения теплового В. определяются неравенством $\delta>\delta^*$, где δ — безразмерный параметр, зависящий от величин, характеризующих хим. реакцию, теплоотвод и размеры тела (r):

$$\delta=\frac{\mathcal{E}}{RT_0^2}\,\frac{q}{\lambda}\,r^2 z\exp(-\mathcal{E}/RT_0),$$

а δ^* — число порядка единицы, определяемое формой тела (напр., для шара $\delta^*=3{,}32$). Тепловой В. тем характернее, чем лучше выполняются неравенства: $RT_0/\mathcal{E}\ll 1$ и $cRT_0^2/q\mathcal{E}\ll 1$ (c — теплоёмкость ВВ). Если эти неравенства слабые, тепловой В. вырождается — одновременно с ростом темп-ры происходит быстрое расходование исходного вещества, что смазывает картину В.

Цепной В. осуществляется в системах, в к-рых развиваются разветвлённые цепные реакции. В процессе таких реакций возникают активные частицы — атомы или радикалы, ведущие реакцию. В простейшем случае скорость изменения концентрации n радикалов описывается ур-нием

$$\frac{dn}{dt}=w+(f-g)\,n,$$

где t — время, w — скорость спонтанного зарождения радикалов, f и g — соответственно факторы разветвления и обрыва цепей. Ход цепного процесса кардинально зависит от знака разности $\varphi=f-g$. При $\varphi<0$ концентрация активных центров $n=w/|\varphi|$ ничтожна, т. к. скорость их зарождения мала и реакция практически не идёт. Если $\varphi>0$, число активных центров лавинообразно (экспоненциально со временем) нарастает, и реакция развивается с огромной скоростью. Критич. условие $\varphi=0$ соответствует возникновению цепного В. Кривая зависимости $\varphi=0$ от темп-ры T и давления p (рис. 2) ограничивает область самовоспламенения, имеющую обычно вид полуострова. Границы полуострова наз. верхним и нижним пределами цепного В.

Тепловой и цепной режимы протекания В. могут осуществляться и при ядерных превращениях — реакциях синтеза и деления ядер (ядерный взрыв).

В. используют в геологии, при строительстве крупных сооружений (плотин, каналов, туннелей), в военном деле. В науч. исследованиях при помощи В. достигают экстремально высоких значений давления, темп-р, плотностей вещества. Исследование В. играет важную роль в физике неравновесных процессов, для получения магн. полей высокой напряжённости, для осуществления фазовых переходов и получения новых веществ (см. *Давление высокое*). Экспериментально исследуются энерговыделение разл. веществ при В., характеристики взрывных и детонац. волн и распределение в них физ. параметров (давления, плотности, темп-ры, спектрального состава эл.-магн. излучения, скорости хим. реакций). Для изучения В. создана спец. аппаратура — высокоскоростная киносъёмка, электронные приборы, позволяющие следить за развитием процессов, протекающих в чрезвычайно малые промежутки времени (до 10^{-11} с).

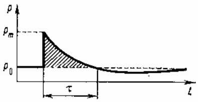
Лит.: Семенов Н. Н., Цепные реакции, Л., 1934; Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике, 2 изд., М., 1967; Зельдович Я. Б., Компанеец А. С., Теория детонации, М., 1955; Физика взрыва, 2 изд., М., 1975; Андреев К. К., Беляев А. Ф., Теория взрывчатых веществ, М., 1960; Щелкин К. И., Трошин Я. К., Газодинамика горения, М., 1963; Математическая теория горения и взрыва, М., 1980.

Б. В. Новожилов.

ВЗРЫВНАЯ ВОЛНА — порождённое *взрывом* движение среды. Вследствие быстрого протекания хим. превращения продукты взрыва в его процессе не успевают расшириться, непосредственно после взрыва имеют высокую темп-ру и находятся под высоким давлением, к-рое передаётся окружающему очаг взрыва веществу. В каждый момент времени сжатие испытывает лишь определ. объём, вне к-рого среда не возмущена, причём оно передаётся от слоя к слою — возникает В. в. Область, охваченная В. в., быстро расширяется. Скачкообразное изменение состояния вещества на фронте В. в. (*ударная волна*) распространяется со сверхзвуковой скоростью.

Характеристики В. в. (скорость перемещения фронта, давление и темп-ра среды) могут быть найдены методами *газовой динамики* при условии, что известно ур-ние состояния вещества. Наиб. просто эта задача решается для В. в. в газах. Для твёрдых и жидких тел (вода, грунт, горные породы, металлы), ур-ние состояния к-рых сложны или неизвестны, параметры В. в. находятся методами *подобия теории*. При этом для практич. целей наиб. важны след. характеристики В. в.: давление на фронте волны p_m (макс. давление), время её действия τ и импульс $s=\int_0^{\tau} p_m(t)dt$ (рис.).

Исходное положение метода подобия В. в. состоит в том, что расстояние r, на к-ром волна имеет заданное значение давления на фронте, и время её действия τ пропорциональны (при данном типе взрывчатого ве-



Зависимость давления от времени во взрывной волне в воздухе (в нек-рой точке пространства). p_0 — исходное давление, p_m — давление на фронте волны, τ — время действия взрывной волны, заштрихованная площадь равна импульсу s.

щества и заданных свойствах среды) линейному размеру заряда r_0. Последний связан с энергией взрыва q соотношением $r_0 = \sqrt[3]{q}$ (энергия взрыва пропорциональна объёму заряда). Отсюда следуют законы подобия для p_m и s В. в.:

$$p_m = f\left(\sqrt[3]{g}/r\right), \quad s = \sqrt[3]{g}\,\varphi\left(\sqrt[3]{q}/r\right).$$

В большинстве случаев ф-ции f и φ неизвестны, однако эти соотношения позволяют методом моделирования решать многие задачи о воздействии В. в. на среду.

На больших расстояниях от места взрыва В. в. вырождается в звуковую (упругую) волну.

Лит. см. при ст. *Взрыв*. *Б. В. Новожилов.*

ВЗРЫВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН — самопроизвольное нарастание волн («взрыв»), при к-ром их амплитуды стремятся обратиться в бесконечность за конечное время. Понятие В. н. в. возникло в связи с анализом нелинейных волновых процессов в неравновесных средах, в к-рых волны могут нарастать за счёт энергии, поступающей извне. В частности, возникновение В. н. в. в неравновесных средах без диссипации связано с появлением в них волн с отрицат. энергией (в равновесных средах они отсутствуют, как это следует из *дисперсионных соотношений*). Наряду с обычной неустойчивостью, возникающей уже в предельном случае линейной среды, в неравновесных средах возможна неустойчивость др. типа, обусловленная процессами нелинейного взаимодействия и самовоздействия волн. «Взрыв» обычно является осн. признаком этой нелинейной неустойчивости, если взаимодействие (самовоздействие) волн описывается приближённо, с удержанием лишь главных нелинейных членов в разложениях по амплитудам. Напр., резонансное взаимодействие трёх гармонич. волн при выполнении для частот ω_j и волновых векторов k_j условий пространственно-временно́го синхронизма ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, $k_3 = k_1 + k_2$) описывается ур-ниями

$$\begin{aligned} \dot A_1 &= \sigma_1 A_2 A_3 \cos\Phi, \\ \dot A_2 &= \sigma_2 A_1 A_3 \cos\Phi, \qquad (1) \\ \dot A_3 &= \sigma_3 A_1 A_2 \cos\Phi, \end{aligned}$$

$$\dot\Phi = -\left(\sigma_1 A_2 A_3 A_1^{-1} + \sigma_2 A_1 A_3 A_2^{-1} + \sigma_3 A_1 A_2 A_3^{-1}\right)\sin\Phi,$$

где A_j и $\Phi = \varphi_3 - \varphi_1 - \varphi_2$ — амплитуды и разность фаз волн соответственно, $\dot A_j$ — производная A_j по времени, σ_j — коэф. взаимодействия ($j = 1, 2, 3$). Система (1) имеет интегралы $\sigma_1 A_3^2 - \sigma_3 A_1^2 = C_1$, $\sigma_2 A_3^2 - \sigma_3 A_2^2 = C_2$ ($C_{1,2} = \mathrm{const}$). Если энергия волны с частотой ω_3 отрицательна, то знаки σ_j оказываются одинаковыми, и амплитуды волн могут одновременно нарастать. В частности, при $C_1 = C_2 = 0$, $\Phi(0) = (1 - \mathrm{sign}\,\sigma_j)\,\pi/2$ в каждый момент времени,

$$A_1 = A_3\sqrt{\sigma_1/\sigma_3}, \quad A_2 = A_3\sqrt{\sigma_2/\sigma_3}, \quad \Phi = \Phi(0),$$

и система (1) сводится к одному ур-нию $\dot A_3 = \sigma A_3^2$, $\sigma = \sqrt{\sigma_1\sigma_2}$, решение к-рого имеет вид:

$$A_3(t) = A_3(0)\,(1 - t/t_\infty)^{-1}, \quad t_\infty = 1/\sigma A_3(0).$$

При этом амплитуды всех волн обращаются в бесконечность в момент $t = t_\infty$, что и означает наличие В. н. в. Как показывает приведённый пример, «взрыв» связан с зависимостью скорости относит. роста амплитуд $\dot A_j/A_j$ от самих амплитуд (для «обычной» неустойчивости характерна пост. скорость относит. роста — экспоненц. нарастание; см. *Неустойчивость в колебательных и волновых системах*).

Макс. значения амплитуд волн и скоростей их относит. роста определяются процессами, ограничивающими В. н. в. В частности, В. н. н., возникающая при резонансном взаимодействии волн, может ограничиваться нелинейной (зависящей от амплитуды) расстройкой их частот от резонанса. В средах с поглощением возможно жёсткое возникновение В. н. в., к-рое характеризуется наличием пороговых значений нач. амплитуд волн. В неравновесных средах с диссипацией В. н. в. может приводить к установлению *автоколебаний*. В. н. в. обнаружена в лаб. плазме с потоками заряж. частиц, в пограничных слоях гидродинамич. течений и в др. неравновесных средах.

Лит.: Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1975; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979; Вильхельмссон Х., Вейланд Я., Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме, пер. с англ., М., 1981; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. *В. П. Реутов.*

ВЗРЫВНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ — возникновение электронного тока из металлич. эмиттера вследствие перехода материала эмиттера из конденсир. фазы в плотную *плазму* в результате разогрева локальных микроскопич. областей эмиттера током *автоэлектронной эмиссии*. В. э. э. используется в импульсных генераторах мощных электронных пучков и рентг. лучей. Это единств. вид *электронной эмиссии*, к-рый позволяет получать потоки электронов мощностью до 10^{13} Вт с плотностью тока до 10^9 А/см². Плотность тока *термоэлектронной эмиссии* ограничена темп-рой плавления эмиттера. Повышение плотности тока j при *фотоэлектронной эмиссии* требует столь мощных источников излучения, что это приводит к разрушению поверхности эмиттера. С помощью автоэлектронной эмиссии принципиально возможно получение $j \sim 10^6$—10^8 А/см², но для этого нужны эмиттеры в виде совокупности большого числа острий идентичной формы, что практически невозможно. Кроме того, увеличение j до 10^8 А/см² приводит к взрывообразному разрушению всего эмиттера.

Для получения В. э. э. необходимо создать на поверхности эмиттера первонач. фазовый переход металл — плазма, к-рый бы обеспечил ток электронов, способный затем поддерживать этот переход. Такой переход создаётся посредством концентрации большой энергии в микрообъёме эмиттера, достаточной для взрыва этого объёма. Большая концентрация энергии в микрообъёме может осуществляться разл. способами, напр. ударом быстрой макрочастицы о катод, с помощью сфокусир. луча лазера и т. д. Наиб. часто для инициирования В. э. э. используется автоэлектронная эмиссия. Ток автоэлектронной эмиссии разогревает микрообъём эмиттера за счёт джоулева тепла и *Ноттингема эффекта*. Оба эти эффекта приводят к повышению электронной темп-ры T_e (к «разогреву» электронов; см. *Горячие электроны*). Темп-ра кристаллич. решётки повышается в результате *электронно-фононного взаимодействия*. Время запаздывания t_3 взрыва кончика острия относительно подачи импульса напряжения определяется скоростью передачи энергии от электронного газа к решётке. Это создаёт возможность для получения мощных кратковременных импульсов электронного тока без разрушения эмиттера.

Время запаздывания t_3 связано с плотностью электронного тока j соотношением

$$j^2 t_3 = A, \qquad (1)$$

где A — постоянная (в широком интервале j), характерная для материала эмиттера, напр. для W $A=4\cdot10^9$ А^2 с/см^4. Поэтому при $j=10^9$ А/см^2 $t_з=10^{-9}$ с, что достигается при электрич. поле $E\sim10^8$ В/см. Поле такой величины можно получить вблизи поверхности очень тонкого металлич. острия. Однако В. э. э. возникает и на плоских эмиттерах и при меньших полях ($E\sim$ $\sim10^5$ в/см) из-за того, что на их поверхности обычно имеются диэлектрич. включения, плёнки и микроскопич. выступы. В результате в отд. точках поверхности поле увеличивается в неск. раз, и *работа выхода* электронов снижается.

После взрыва микрообъёма эмиттера образуется т. н. катодный факел, состоящий из плазмы и паров материала эмиттера. Распределение концентрации частиц в плазме в катодном факеле неоднородно (у поверхности превышает 10^{20} см$^{-3}$ и уменьшается по мере удаления от неё). Плазма расширяется, заполняя вакуумный промежуток. В нач. период ($t<10^{-7}$ с) скорость v разлёта плазмы для большинства металлов составляет $(1-3)\cdot10^6$ см/с, а затем уменьшается больше чем на порядок. Расширение факела сопровождается интенсивной электронной эмиссией из плазмы. Электроны покидают факел, пересекают вакуумный промежуток и попадают на анод.

Расчёт тока В. э. э. (без учёта релятивистских эффектов и магн. поля, создаваемого пучком) приводит к ф-ле:

$$j=BU^{3/2}F(x), \qquad (2)$$

где B — константа, U — разность потенциалов между фронтом плазмы и анодом, F — ф-ция аргумента $x=vt/d$, где d — расстояние между электродами, vt — радиус плазменного сгустка, t — время. Ф-ция F определяется геометрией вакуумного промежутка. Для случая, когда факел образуется на кончике острия эмиттера при $vt/d\ll1$ ф-ция $F=Cvt/d$, где $C=37\cdot10^{-6}\ ab^{3/2}$ (a и b — радиусы анода и острия). В процессе разлёта плазмы её концентрация снижается (ср. концентрация частиц в плазме при токе $\sim$100 А за время от 5 до 20 нс от начала В. э. э. уменьшается с 10^{17} до $5\times$ $\times10^{15}$ см$^{-3}$). Когда она снизится настолько, что пропускаемый ею ток сравняется с током, определяемым *Ленгмюра формулой*, скорость движения её границы замедлится. Это приведёт к замедлению роста тока по сравнению с ф-лой Ленгмюра. В этом случае электронный ток будет равен термоэлектронному току плазмы (режим насыщения).

По истечении нек-рого времени с момента образования факела, когда плотность тока, отбираемого из плазмы, достигает величины $\sim10^2$ А/см^2, насыщение сменяется неустойчивым режимом, для к-рого характерно появление хаотич. всплесков тока [их амплитуда в 2—3 раза превосходит ток, определяемый ф-лой (2), а длительность 10^{-8} с]. Выход электронов из эмиттера в плазму обусловлен термоавтоэлектронной эмиссией под действием электрич. поля, возникающего на границе эмиттер — плазма. Когда это поле достигает $(0,6-1)\cdot10^8$ В/см, это приводит к новому акту взрыва. Описанная выше картина имеет место, если ток насыщения $\sim$10 А. При меньших токах ($\sim$1—2 А) фаза насыщения может завершиться обрывом тока, т. к. процессы отбора тока электронов с катода при В. э. э. и генерации плазмы на катоде, создающие условия для В. э. э., взаимосвязаны: чем меньше ток, тем меньше генерируется плазмы. Существует пороговый ток, ниже к-рого В. э. э. не развивается.

На базе В. э. э. созданы т. н. сильноточные вакуумные диоды, генерирующие мощные импульсы электронного тока. Предельная длительность импульса тока ограничена временем, в течение к-рого происходит замыкание вакуумного промежутка плазмой. Обычно это 10^{-7} с. Плотность тока достигает 10^7 А/см^2. Такие диоды применяются для исследования плазмы, радиац. дефектов в кристаллах для генерации СВЧ-, рентг. и ИК-излучений, для накачки *газовых лазеров*. В генераторах электронных пучков электроны через полый анод выводятся за пределы диода. В генераторах рентг. импульсов они направляются на установленную на аноде мишень.

Лит.: Месяц Г. А., Фурсей Г. Н., Взрывная электронная эмиссия начальных стадий вакуумных разрядов, в кн.: Ненакаливаемые катоды, под ред. М. И. Елинсона, М., 1974; Бугаев С. П. и др., Взрывная эмиссия электронов, «УФН», 1975, т. 115, с. 101; Месяц Г. А., Первичные и вторичные процессы взрывной электронной эмиссии, «Ж. прикл. мех. и техн. физ.», 1980, № 5, с. 138. *Г. А. Месяц.*

ВЗРЫВНОЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ в астрофизике — образование хим. элементов в *ядерных реакциях*, происходящих во время потери звездой гидростатич. равновесия и её полного или частичного разрушения, напр. при вспышках *сверхновых звёзд*. В. н. привлекают для объяснения наблюдаемой *распространённости элементов*. Считается, что В. н. ответствен (по крайней мере частично) за образование хим. элементов от углерода до элементов группы железа включительно, т. е. нуклидов с атм. номерами $6\leqslant Z\leqslant28$, а также части изотопов с $Z>28$.

В. н. протекает за время $\approx(0,1-10)$ с — характерное время взрыва. Темп-ра вещества в зоне В. н. может составлять $T\sim10^9-10^{10}$ К, а плотность достигать 10^{10} г/см^3. Быстрый нагрев вещества до подобных темп-р обеспечивается, по совр. представлениям, либо прохождением по нему сильной *ударной волны*, возникающей при коллапсе ядра звезды [в звёздах с массами $M\geqslant(8-10)\ M_\odot$, где $M_\odot$ — масса Солнца], либо самими термоядерными реакциями, протекающими с выделением энергии (в звёздах с $M\leqslant(8-10)\ M_\odot$, взрыв к-рых вызывается неустойчивостью термоядерного горения в вырожденном гелиевом или углеродно-кислородном ядре звезды).

Для синтеза нуклидов с $6\leqslant Z\leqslant28$ исходным материалом могут служить ядра He, C, O, Ne, Si, образовавшиеся на более ранних, гидростатич. этапах эволюции звезды. Основными при взрывном горении ^{4}He, ^{12}C, ^{16}O являются реакции слияния трёх α-частиц (^{4}He), а также парного взаимодействия ядер ^{12}C, ^{16}O.

Помимо них, при высоких темп-рах, свойственных В. н., важную роль играют реакции с участием α-частиц, протонов (p) и нейтронов (n):

$$(\alpha,\ p),\quad (\alpha,\ n),\quad (\alpha,\ \gamma),\quad (p,\ n),\ (p,\ \gamma),\quad (n,\ \gamma),$$

а также обратные к ним реакции. При синтезе элементов тяжелее Si ($Z>14$) наиб. важным оказывается присоединение α-частиц к уже имеющимся ядрам, что приводит к последоват. увеличению их ат. номера вплоть до 28. При взрывном горении Si источником α-частиц является реакция фотодиссоциации $^{28}Si(\gamma,\ \alpha)^{24}Mg$ под действием γ-фотона.

Если при взрыве темп-ра вещества достигнет $T\geqslant$ $\geqslant5\cdot10^9$ К, то все прямые и обратные ядерные реакции, обусловленные сильным и эл.-магн. взаимодействиями, успеют за время, много меньшее времени взрыва, прийти в состояние детального баланса,— в веществе установится ядерное статистич. равновесие (NSE). Состав вещества при NSE не зависит от того, какие ядра брались в качестве начальных, и определяется только темп-рой, плотностью и избытком нейтронов $\eta=$ $=(N-P)/(N+P)$, где N и P — полные числа нейтронов и протонов в единице объёма, включая находящиеся в составе ядер. В типичных условиях взрывов сверхновых при NSE вещество должно состоять из элементов группы железа.

Для получения наблюдаемой распространённости элементов с Z от 6 до 28 требуется комбинация процессов В. н., протекающих как в условиях NSE или близких к нему (для образования элементов группы железа), так и в разл. неравновесных условиях (для образования более лёгких нуклидов). Изотопный состав синтезируемых ядер в основном зависит от значения η, и в гораздо меньшей степени от темп-ры, плотности или исходных ядер (в случае неравновесно протекавшего нуклеосинтеза). Для получения наблюдаемого изотонного состава элементов с $6\leqslant Z\leqslant 28$ необходимо, чтобы $\eta\approx 0,002$. Образование хим. элементов с $Z\leqslant 28$ при взрывах сверхновых подтверждается прямыми наблюдениями оптич. спектров сверхновых и рентг. спектров их остатков, свидетельствующих о присутствии элементов группы железа и более лёгких элементов в выбрасываемом при взрыве веществе.

Для нуклидов с $Z>28$ реакции с α-частицами и протонами из-за высокого кулоновского барьера оказываются неэффективными. Образование столь тяжёлых элементов возможно в реакциях захвата нейтронов. Анализ изотопного состава элементов тяжелее железа определённо показывает, что часть изотопов была синтезирована в условиях, когда реакции захвата нейтронов протекали значительно быстрее, чем β^--распады образующихся нестабильных нуклидов, т. е. за времена, сравнимые с характерным временем взрыва звезды (т. н. r-процесс; см. *Ядерная астрофизика*). Для протекания r-процесса требуется высокая концентрация в веществе свободных нейтронов. При взрывах звёзд причиной этому может быть, напр., диссоциация тяжёлых ядер на свободные нейтроны и протоны при *гравитационном коллапсе* или сильная *нейтронизация вещества* благодаря захватам электронов ядрами в условиях электронного вырождения.

Образование обойдённых ядер (не способных образоваться при захватах нейтронов) теория объясняет существованием p-процесса, т. е. захвата ядрами протонов в реакциях (p, γ), (p, n), (p, $2n$), а также процесса образования этих ядер в реакциях с участием нейтрино [напр., $\nu+(A,\ Z)\to(A,\ Z+1)+e^-$], излучаемых коллапсирующими ядрами звёзд. В реакциях с нейтрино возможно также образование ряда лёгких элементов.

Лит.: Фаулер У. А., Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, поиски происхождения элементов, «УФН», 1985, т. 145, с. 441; Burbidge E. M. et al., Synthesis of the elements in stars, «Rev. Mod. Phys.», 1957, v. 29, p. 547; Trimble V., The origin and abundances of the chemical elements, там же, 1975, v. 47, p. 877. *А. М. Хохлов.*

ВИБРО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ (от лат. vibro — колеблюсь) (электронно-колебательное взаимодействие) — взаимодействие электронов и колебаний ядер в молекуле или в твёрдом теле. В широком смысле к В. в. относятся все явления, учитывающие движение ядер: колебат. структура электронных спектров, разрешение запрещённых переходов за счёт участия неполносимметричных колебаний и т. п. Такие явления обусловлены смешиванием электронных состояний ядерными смещениями (см. *Молекулярные спектры*). В узком смысле к В. в. относят т. н. эффекты Яна — Теллера: собственно Яна — Теллера эффект, псевдоэффект Яна — Теллера и эффект Реннера.

В 1937 Г. А. Ян (H. A. Jahn) и Э. Теллер (E. Teller) установили, что любая конфигурация Q_0 атомов или ионов (за исключением линейной) с вырожденным по орбитальному моменту основным электронным состоянием неустойчива относительно смещений, понижающих симметрию конфигурации Q_0. Строго говоря, эта теорема Яна — Теллера означает, что минимум адиабатич. потенциальной энергии на *потенциальной поверхности* не может находиться в точке Q_0 орбитального вырождения данной системы, а располагается в точках $Q\neq Q_0$, соответствующих состояниям с нарушенной симметрией расположения ядер. Если потенциальные барьеры между минимумами адиабатич. потенциальной энергии достаточно высоки, то система может «заморозиться» в одном из минимумов — статич. эффект Яна — Теллера; в противном случае наблюдается динамич. эффект Яна — Теллера, к-рый характерен для изолир. молекул и мол. комплексов. Статич. эффект Яна — Теллера в кристаллах реализуется благодаря кооперативному (за счёт взаимодействия частиц) увеличению высоты барьеров на потенциальной поверхности. Минимумам адиабатич. потенциальной энергии в этом случае соответствуют искажённые конфигурации всей кристаллич. структуры, при к-рых электронное вырождение для каждого т. н. ян-теллеровского иона снимается. Такое энергетически выгодное упорядочение локальных искажений с ростом темп-ры может разрушаться тепловыми флуктуациями, поэтому с изменением темп-ры за счёт кооперативного эффекта Яна — Теллера может происходить структурный фазовый переход.

Исчезновение минимума адиабатич. потенциальной энергии для высокосимметричной конфигурации Q_0 молекул и кристаллов может наблюдаться также в случае невырожденного основного электронного состояния вследствие его смешивания с близко расположенным возбуждённым состоянием. Такой эффект наз. псевдоэффектом Яна — Теллера (его наз. также эффектом Яна — Теллера второго порядка, т. к. в этом случае разложение адиабатич. потенциала по нормальным координатам начинается с членов второй степени по $Q-Q_0$). Псевдоэффект Яна — Теллера может быть сильным и слабым. При слабом псевдоэффекте положение минимума потенциальной поверхности (в точке Q_0) сохраняется, но уменьшается кривизна потенциальной поверхности вдоль координаты Q в точке Q_0, т. е. результирующая, перенормированная В. в. силовая константа уменьшается по сравнению с исходной. При сильном псевдоэффекте перенормированная силовая константа изменяет знак на противоположный знаку исходной константы — возникает структурная неустойчивость, минимум потенциальной энергии перемещается из точки Q_0 в точки $Q\neq Q_0$.

Эффект Реннера [Р. Реннер (R. Renner), 1934], к-рый наз. также эффектом Реннера — Теллера, возникает в линейных молекулах при наличии орбитального вырождения электронных состояний, что может привести к отклонению конфигурации атомов от линейной. При определ. параметрах системы соответствующая силовая константа для изгиба линейной конфигурации может уменьшаться или даже менять знак. Тогда линейная конфигурация превращается в угловую.

Экспериментально структурные и спектральные проявления эффектов Яна — Теллера наблюдаются для нек-рых молекул и кристаллов, содержащих ионы переходных металлов. Псевдоэффектом Яна — Теллера объясняют отклонения формы молекул от наиб. симметричных. Возникновение спонтанной поляризации в сегнетоэлектриках также трактуют как проявление кооперативного псевдоэффекта Яна — Теллера (вибронная теория сегнетоэлектричества). Приложения теории В. в. охватывают стереохимию, теорию хим. реакций, кристаллофизику и кристаллохимию, спектроскопию, сегнетоэлектрич. и магн. фазовые переходы, *вибронные возбуждения* в молекулярных кристаллах, а также проблемы, связанные со строением атомных ядер и спонтанным нарушением симметрии в теории элементарных частиц.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Ян Г. А., Теллер Э., Устойчивость многоатомных молекул с вырожденными электронными состояниями, в сб.: Нокс Р., Голд А., Симметрия в твердом теле, пер. с англ., М., 1970; Кугель К. И., Хомский Д. И., Эффект Яна — Теллера и магнетизм: соединения переходных металлов, «УФН», 1982, т. 136, с. 621; Берсукер И. Б., Полингер В. З., Вибронные взаимодействия в молекулах и кристаллах, М., 1983; Эллиот Дж., Добер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 2, М., 1983; Englman R., The Jahn—Teller effect in molecules and crystals, L. — [a.o.], 1972. *В. А. Иванов, А. А. Левин.*

ВИБРО́ННЫЕ ВОЗБУЖДЕ́НИЯ в молекулярных кристаллах — возбуждения, состоящие из электронного *молекулярного экситона* и одного или нескольких внутренних *фононов*. Внутренние фононы соответствуют колебат. ветвям кристалла, возникающим из внутримолекулярных колебаний при объединении молекул в кристалл (см. *Динамика кристаллической решётки*). В. в. в кристаллах являются аналогом электронно-колебат. (вибронных) возбуждений свободных *молекул*. Т. к. в *молекулярных кристаллах* внутримолекулярные взаимодействия преобладают над межмолекулярными, то и вибронное взаимодействие в кристалле (т. е. взаимодействие экситона с внутр. фононами) в основном определяется электронно-колебат. взаимодействием внутри молекулы. Если межмолекулярные взаимодействия, мерой к-рых является ширина экситонной зоны $\Delta\mathscr{E}_э$, достаточно малы, то вибронные спектры кристалла и молекул практически совпадают.

По мере увеличения межмолекулярного взаимодействия проявляются особенности спектров В. в., специфичные для кристаллов. Эти особенности связаны с одновременным действием двух факторов: 1) электронный экситон и фононы, «родившись» на одной молекуле, могут затем пространственно разделиться; 2) гамильтониан вибронного взаимодействия не сохраняет числа фононов. Этот гамильтониан для кристалла — сумма гамильтонианов электронно-колебат. взаимодействия отд. молекул:

$$H_n = \gamma\hbar\omega a_n^+ a_n\,(b_n^+ + b_n) + \frac{\Delta}{2}\, a_n^+ a_n (b_n^+ + b_n)^2. \qquad (1)$$

Здесь n нумерует узлы решётки, т. е. молекулы, a_n и b_n — операторы уничтожения экситона и фонона (a_n^+ и b_n^+ — операторы их рождения), ω — частота колебаний, γ и Δ — константы (определяемые из спектров молекул, обычно $\Delta < 0$). Т. к. H_n не сохраняет числа фононов, то теория В.в. в общем случае является теоретико-полевой.

Структура спектра В.в. наиб. доступна для теоретич. описания в тех кристаллах (напр., нафталин), где межмолекулярное взаимодействие велико, но $\Delta\mathscr{E}_э$ меньше $\hbar\omega$ ($\Delta\mathscr{E}_э \sim 0{,}01$ эВ, а для внутр. фононов $\hbar\omega \sim 0{,}1$ эВ). В этом простейшем случае гамильтониан вибронного взаимодействия имеет вид:

$$H = \gamma^2 \sum_{n \neq m} M_{nm} a_n^+ a_m\,(b_n^+ b_m + b_m^+ b_n - b_n^+ b_n - b_m^+ b_m) +$$
$$+ \Delta \sum_n a_n^+ a_n b_n^+ b_n. \qquad (2)$$

Здесь M_{nm} — интегралы межмолекулярной передачи экситонного возбуждения, к-рые непосредственно связаны с *дисперсии законом* экситона $\mathscr{E}_\mu(k)$ (μ нумерует экситонные зоны, k — квазиимпульс экситона). Т. о., H полностью определяется законом дисперсии экситона и константами γ^2 и Δ (динамич. теория вибронных спектров [1]).

Энергетич. спектр В. в. состоит из двухчастичных состояний (диссоцир. состояний пары экситон — фонон) и одночастичных состояний (связанных состояний этой пары). Последние можно представить как волну, перемещающуюся по кристаллу под действием межмолекулярных резонансных сил и сил внутримолекулярного вибронного взаимодействия. С такой волной связывают квазичастицу, наз. в и б р о н о м. Одночастичные ветви спектра возникают лишь при достаточно больших значениях $\gamma^2 \gtrsim 1$ или $|\Delta| \gtrsim \Delta\mathscr{E}_э/2$. При $|\Delta| > > \Delta\mathscr{E}_э$ виброн представляет собой внутримолекулярное В. в., перемещающееся как целое по кристаллу (м о л е к у л я р н ы й в и б р о н). В спектре поглощения молекулярных кристаллов виброны проявляются в виде относительно узких полос (из-за правила отбора по квазиимпульсу k). Если $\gamma = 0$ (неполносимметричное колебание молекулы), то такие полосы не поляризованы (молекулярные M-полосы). Если же $\gamma \neq 0$ (полносимметричное колебание), то полосы поглощения, отвечающие вибронам, сходны с K-полосами свободных экситонов (см. *Давыдовское расщепление*): они поляризованы вдоль кристаллографич. осей. В отличие от экситонных K-мультиплетов вибронные K-мультиплеты могут быть неполными (т. е. «кристаллические» K-полосы могут отсутствовать в нек-рых компонентах спектра из-за отсутствия соответствующих одночастичных ветвей). Полосы, отвечающие диссоцир. состояниям (D-полосы), широки и слабо поляризованы (рис.); исключение составляет случай $\gamma^2 \approx 1$, когда возникают относительно долгоживущие квазиодночастичные состояния и D-полосы значительно сужаются.

Приведённые выводы справедливы для $\hbar\omega \gtrsim \Delta\mathscr{E}_э$. При $\hbar\omega < \Delta\mathscr{E}_э$ В. в. нестабильны и распадаются на экситон и фонон, а вибронные спектры сливаются с

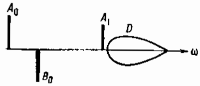


Схема спектра экситонного и вибронного поглощения в поляризованном свете (простейший случай). Слева — экситонный дублет A_0—B_0, справа — одночастичная вибронная полоса A_1 и двухчастичная вибронная полоса D.

экситонными. При $\hbar\omega \ll \Delta\mathscr{E}_э$ доминирует экситонная полоса, вибронный спектр образует её высокочастотный «хвост». Спектр поглощения может быть найден только путём численных расчётов [2].

С вибронным взаимодействием связаны также зона—зонные переходы. В спектре поглощения они отвечают оптич. рождению экситона с поглощением внутр. фонона, в спектре люминесценции — аннигиляции экситона с одновременным рождением фонона [1].

Лит.: 1) Б р о у д е В. Л., Р а ш б а Э. И., Ш е к а Е. Ф., Спектроскопия молекулярных экситонов, М., 1981; 2) S u m i H., Exciton polarons of moleculвr crystal models. 2. Optical spectra, «J. Phys. Soc. Jap.», 1975, v. 38, p. 825. *Э. И. Рашба.*

ВИГНЕРА 6*j*-СИМВОЛЫ (6j-символы) — возникают при сложении трёх и более угловых моментов в квантовой механике (см. *Квантовое сложение моментов*). Широко используются в разл. физ. приложениях, задачах теории *представлений групп*. Введены Ю. Вигнером (E. Wigner) в 1951.

При сложении трёх моментов $\boldsymbol{J}_1$, $\boldsymbol{J}_2$, $\boldsymbol{J}_3$ полный момент $\boldsymbol{J}$ можно получить согласно неск. разл. схемам связи, напр.

$$\boldsymbol{J}_1 + \boldsymbol{J}_2 = \boldsymbol{J}_{12}, \quad \boldsymbol{J}_{12} + \boldsymbol{J}_3 = \boldsymbol{J}, \qquad (1)$$
$$\boldsymbol{J}_2 + \boldsymbol{J}_3 = \boldsymbol{J}_{23}, \quad \boldsymbol{J}_1 + \boldsymbol{J}_{23} = \boldsymbol{J}. \qquad (2)$$

Преобразование между собств. ф-циями $|j_{12}jm\rangle$ и $|j_{23}jm\rangle$ операторов $\hat{\boldsymbol{J}}^2$ и $\hat{J}_z$, построенными согласно (1) и (2), осуществляется при помощи унитарной матрицы $U(j_{12}, j_{23})$:

$$|j_{23}jm\rangle = \sum_{j_{12}} U(j_{12}, j_{23})\,|j_{12}jm\rangle, \qquad (3)$$

к-рая пропорциональна 6 j-с и м в о л у В и г н е р а:

$$U(j_{12}, j_{23}) = (-1)^{j_1+j_2+j_3+j}\sqrt{(2j_{12}+1)(2j_{23}+1)}\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j & j_{23}\end{Bmatrix}. \qquad (4)$$

В силу определения (4) 6 j-символы являются скалярами. Их можно выразить через *Клебша — Гордана коэффициенты* [1—3]:

$$(-1)^{j_1+j_2+j_3+j}\sqrt{(2j_{12}+1)(2j_{23}+1)}\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j & j_{23}\end{Bmatrix} =$$
$$= \sum_{m_1 m_2 m_3 m_{12} m_{23}} C^{jm}_{j_{12}m_{12}j_3m_3} C^{j_{12}m_{12}}_{j_1m_1j_2m_2} C^{jm}_{j_1m_1j_{23}m_{23}} C^{j_{23}m_{23}}_{j_2m_2j_3m_3}. \qquad (5)$$

Равенство (5) однозначно определяет фазовые и нормировочные множители. При этом 6 j-символы вещественны. Они могут быть отличными от нуля только для тех значений моментов j_1, j_2, j_3, j_{12}, j_{23}, j, для к-рых выполняются условия треугольников в (1) и (2).

Унитарность матрицы приводит к с в о й с т в а м о р т о г о н а л ь н о с т и:

$$\sum_{j_{12}} (2j_{12}+1)(2j_{23}+1)\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j & j_{23}\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j & j'_{23}\end{Bmatrix} = \delta_{j_{23}j'_{23}},$$
$$\sum_{j_{23}} (2j_{12}+1)(2j_{23}+1)\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j & j_{23}\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j'_{12} \\ j_3 & j & j_{23}\end{Bmatrix} = \delta_{j_{12}j'_{12}}. \qquad (6)$$

Из ф-лы (5) и свойств симметрии коэффициентов Клебша — Гордана вытекают свойства симметрии 6 j-символов: величина 6 j-символа не меняется при перестановке столбцов, а также при перестановке любых двух элементов верхней строки с расположенными под ними двумя элементами нижней строки, напр.:

$$\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j & j_{23} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} j_2 & j_1 & j_{12} \\ j & j_3 & j_{23} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} j_3 & j & j_{12} \\ j_1 & j_2 & j_{23} \end{Bmatrix}. \qquad (7)$$

Имеют место также соотношения симметрии Редже, к-рые не сводятся к простой перестановке параметров 6 j-символа [1—3]. В частности,

$$\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j & j_{23} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} j_1 & s-j_2 & s-j_{12} \\ j_3 & s-j & s-j_{23} \end{Bmatrix}, \qquad (8)$$

где $s={}^1/_2(j_2+j_{12}+j+j_{23})$.

Наряду с 6 j-символами в приложениях часто используются коэффициенты Рака $W(abcd;\ ef)$, к-рые отличаются от 6 j-символов только выбором фазового множителя:

$$\begin{Bmatrix} a & b & e \\ d & c & f \end{Bmatrix} = (-1)^{a+b+c+d} W(abcd;\ ef). \qquad (9)$$

Подробнее о свойствах 6 j-символов и коэффициентов Рака см. в [1—4]. Таблицы алгебраич. и численных значений 6 j-символов приводятся в [1, 2].

Лит.: 1) Варшалович Д. А., Москалёв А. Н., Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975; 2) Юцис А. П., Бандзайтис А. А., Теория момента количества движения в квантовой механике, Вильнюс, 1977; 3) Биденхарн Л., Лаук Дж., Угловой момент в квантовой физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984; 4) Никифоров А. Ф., Суслов С. К., Уваров В. Б., Классические ортогональные полиномы дискретной переменной, М., 1985; 5) Кузнецов Г. И., Смородинский Я. А., К теории $3nj$-коэффициентов, «Ядер. физика», 1975, т. 21, с. 1135.

С. К. Суслов.

ВИГНЕРА ФУНКЦИИ (D-функции, обобщённые сферические функции) — функции $D^j_{mm'}(\alpha,\ \beta,\ \gamma)$, к-рые описывают преобразование волновой ф-ции квантовой системы с определ. угловым моментом j и определ. проекцией m момента на ось z при повороте системы координат на углы Эйлера α, β, γ:

$$\psi'_{jm} = (\hat{D}^j\psi_j)_m = \sum_{m'} D^j_{mm'}(\alpha,\ \beta,\ \gamma)\,\psi_{jm'},$$

(j, m и m' — одновременно целые или полуцелые числа, причём $j\geqslant 0$; m, $m'=-j,\ -j+1,\ \dots,\ j$). В. ф. определяются ф-лами

$$D^j_{mm'}(\alpha,\ \beta,\ \gamma) = (-1)^{m-m'} e^{-i(m\alpha+m'\gamma)} \times$$
$$\times \left[\frac{(j+m)!\,(j-m)!}{(j+m')!\,(j-m')!}\right]^{1/2} \cdot \left(\sin\frac{\beta}{2}\right)^{m-m'} \left(\cos\frac{\beta}{2}\right)^{m+m'} \times$$
$$\times P^{(m-m',\ m+m')}_{j-m}(\cos\beta),$$

где

$$P^{(\alpha,\ \beta)}_n(z) = \frac{(-1)^n}{2^n n!}(1-z)^{-\alpha}(1+z)^{-\beta}\frac{d^n}{dz^n} \times$$
$$\times \left[(1-z)^{n+\alpha}(1+z)^{n+\beta}\right] —$$

полиномы Якоби (см. *Ортогональные полиномы*). Ф-ции $D^j_{mm'}(\alpha,\ \beta,\ \gamma)$ являются матричными элементами неприводимого унитарного представления группы вращений трёхмерного пространства. Для них справедливы соотношения ортогональности:

$$\int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\pi} d\beta \sin\beta \int_0^{2\pi} d\gamma\, D^{j*}_{m_1m_2} D^{j'}_{m'_1m'_2} =$$
$$= \frac{8\pi^2}{2j+1}\,\delta_{jj'}\,\delta_{m_1m'_1}\,\delta_{m_2m'_2},$$

$$\sum_{m''} D^{j*}_{mm''} D^j_{m'm''} = \delta_{mm'},$$

а также теорема сложения:

$$D^j_{mm'}(\theta_2\theta_1) = \sum_{m''} D^j_{mm''}(\theta_2)\,D^j_{m''m'}(\theta_1),$$

где $\theta_i=(\alpha_i,\ \beta_i,\ \gamma_i)$ — углы Эйлера для двух последоват. вращений системы координат, $\theta_2\theta_1$ — углы Эйлера для произведения этих вращений. В. ф. впервые исследованы Ю. Вигнером (E. Wigner) в 1931. В нек-рых случаях В. ф. можно выразить через *сферические функции*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984.

ВИГНЕРА ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ — матрица плотности в смешанном координатно-импульсном представлении, предложенном Ю. Вигнером (E. Wigner) в 1932.

В. ф. р. связана с *матрицей плотности* в координатном представлении $\rho_N(x,\ x',\ t)$ соотношением

$$f_N(x,\ p,\ t) = (2\pi\hbar)^{-3N}\int \rho_N(x-\xi/2,$$
$$x+\xi/2,\ t)\exp\{i\hbar^{-1}(p\xi)\}\,d\xi,$$

где $x=(x,\ \dots,\ x_N)$, $\xi=(\xi,\ \dots,\ \xi_N)$ — $3N$-мерные векторы. Такое определение смешанного представления со сдвинутыми координатами удобно тем, что В. ф. р. не может быть комплексной (в отличие от обычного координатно-импульсного представления). Переход от ρ_N к f_N соответствует преобразованию Вейля. В. ф. р. позволяет найти распределение частиц по координатам или по импульсам с помощью интегрирования по p или по x:

$$\int f_N(x,\ p,\ t)\,dp = \rho_N(x,\ x,\ t),$$

$$\int f_N(x,\ p,\ t)\,dx = \rho_N(p,\ p,\ t).$$

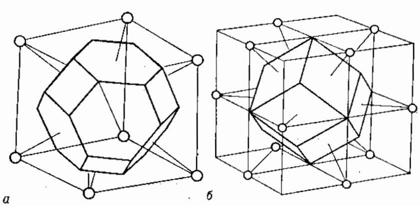
Однако сама В. ф. р. не имеет смысла плотности вероятности, т. к. может быть отрицательной. Подобные матрицы плотности иногда наз. «квазивероятностями». В. ф. р. удовлетворяет ур-нию движения, аналогичному квантовому ур-нию Лиувилля для матрицы плотности. С помощью В. ф. р. можно построить одно-, двух- и т. д. частичные приведённые В. ф. р., проводя интегрирование по части её аргументов. Для этих частичных В. ф. р. можно получить цепочку зацепляющихся ур-ний, удобных для построения ур-ний переноса.

В. ф. р. используют для описания квантовомеханич. состояний системы мн. частиц, близких к классич. состояниям, для доказательства предельного перехода от квантовомеханич. описания к классическому. Она удобна также при выводе кинетич. ур-ния для пространственно неоднородной системы.

Лит.: Wigner E., On the quantum correction for thermodynamic equilibrium, «Phys. Rev.», 1932, v. 40, p. 749; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 3; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982, гл. 17; Гроот С. Р. де, Саттори Л. Г., Электродинамика, пер. с англ., М., 1982.

Д. Н. Зубарев.

ВИГНЕРА — ЗЕЙТЦА ЯЧЕЙКА — наиболее часто используемая *элементарная ячейка* (примитивная) кристалла. Для построения В.— З. я. любой узел кристаллич. решётки следует соединить со всеми соседними трансляционно эквивалентными ему узлами и провести через середины соответствующих отрезков перпендикулярные к ним плоскости. Многогранник, содержащий выбранный узел и ограниченный этими плоскостями, представляет собой В.— З. я. Все точки внутри многогранника лежат ближе к центру ячейки, чем к любой др. трансляционно эквивалентной центру точке кристалла. Примеры В.—З. я. для кубич. объёмноцентрированного (ОЦК) и гранецентрированного (ГЦК) кристаллов приведены на рис. В. —З. я. полностью определяет трансляц. структуру кристалла и имеет ту же точечную симметрию, что и его *Браве решётка*. При смещении на векторы трансляции решётки В.— З. я. заполняют собой весь кристалл. В В.— З. я. содержится по одному трансляционно-неэквивалентному узлу всех типов, имеющихся в данной кристаллич.



Ячейка Вигнера — Зейтца: *а* — для объёмноцентрированного кристалла (усечённый октаэдр); *б* — для гранецентрированного кристалла (ромбический додекаэдр).

решётке. В.— З. я. *обратной решётки* кристалла представляет собой первую *Бриллюэна зону*.

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979.

А. Э. Мейерович.

ВИГНЕРОВСКИЙ КРИСТАЛЛ — упорядоченное состояние электронов, находящихся в поле («желе») положительного, равномерно распределённого заряда. В. к. образуется при низких темп-рах T, если ср. расстояние между электронами значительно больше, чем *Бора радиус* $a_Б=\hbar^2/me^2$, т. е. $na_Б^3\ll1$, где n — концентрация электронов, m — их масса, e — заряд. Ю. Вигнер (E. Wigner, 1934) показал, что миним. энергией при $na_Б^3\ll1$ обладает состояние, в к-ром электроны локализованы и совершают малые колебания вблизи положений равновесия — узлов вигнеровской решётки. Минимум энергии обеспечивается уменьшением энергии кулоновского отталкивания электронов при образовании ими решётки. Кинетич. энергия электронов (равная при $T=0$ К энергии их нулевых колебаний вблизи положения равновесия) меньше потенциальной энергии на фактор $(na_Б^3)^{1/6}\ll1$.

При увеличении плотности электронов потенц. и кинетич. энергии становятся сравнимыми, и при $na_Б^3\approx1$ устойчивым состоянием является не кристалл, а однородная «электронная жидкость». «Плавление» В. к. происходит также при повышении темп-ры. В. к. обладает обычными свойствами кристаллич. тел; в нём, в частности, отличен от 0 модуль сдвига и возможно распространение сдвиговых волн.

Энергия В. к. не изменяется при смещении всей электронной решётки относительно однородного положит. фона. Поэтому во внеш. электрич. поле E решётка электронов движется как целое относительно фона. Такой механизм электропроводности, наз. **ф р е л и х о в с к о й п р о в о д и м о с т ь ю**, характерен для всех структур, в к-рых образуются *волны зарядовой плотности*, частным случаем к-рых является В. к.

Если положит. фон не является однородным, то происходит «зацепление» (п и н н и н г) электронной решётки за неоднородности и фрелиховская проводимость возможна лишь, если электрич. поле E превосходит критич. поле $E_{кр}$, к-рое зависит от энергии зацепления.

Если положит. фон обладает периодичностью, то в решётке В. к. возникает периодич. модуляция плотности электронов. В зависимости от того, выражается ли отношение периодов электронной решётки и фона рациональным числом или иррациональным, возникает соизмеримая или несоизмеримая структура. Равновесным состояниям соответствуют минимумы энергии, разделённые потенц. барьерами.

Реализация В. к. в трёхмерных твёрдых телах затруднительна из-за наличия примесей, компенсирующих объёмный заряд электронов. Иначе обстоит дело

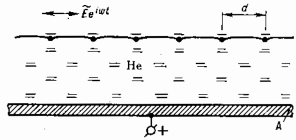


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению вигнеровского кристалла для электронов над поверхностью жидкого He.

в двумерных системах, в структурах металл — диэлектрик — полупроводник (*МДП-структурах*), для электронов над поверхностью жидкого гелия и в др. системах, где положит. и отрицат. заряды разнесены в пространстве на расстояние, значительно превышающее ср. расстояние d между зарядами каждого слоя (рис. 1). Этим обеспечивается однородность фона.

Экспериментально В. к. наблюдался впервые Граймсом (C. Grimes) и Адамсом (G. Adams) (США) для электронов над жидким He. Электрич. поле, создаваемое электродом A, несущим положит. заряд плотностью q, удерживает над поверхностью He электроны, плотность к-рых $n\leqslant q/|e|$. При низких темп-рах электроны располагаются в узлах треугольной решётки с периодом $d=2^{1/2}3^{-1/4}n^{-1/2}\geqslant2\cdot10^{-5}$ см, что во много раз меньше толщины слоя He$\sim$1 мм. Из-за небольшой деформации поверхности под каждым электроном при их движении в касательном переменном эл.-магн. поле возбуждаются капиллярные волны частотой ω. Возникновение упорядоченного состояния приводит к резо-

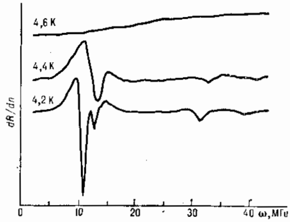


Рис. 2. Резонансное поглощение R электромагнитных волн из-за образования вигнеровского кристалла.

нансному поглощению эл.-магн. излучения на частотах, при к-рых длины капиллярных волн кратны периоду вигнеровской решётки (рис. 2).

«Холодное» плавление В. к. в этой системе неосуществимо, т. к. при повышении плотности электронов заряж. поверхность He становится неустойчивой. Плавление двумерного В. к. при повышении темп-ры является примером *топологического фазового перехода*. Он происходит из-за того, что при высоких темп-рах становится выгодным образование *дислокаций* в электронной решётке, что приводит к её разрушению. Такой механизм плавления подтверждается как моделированием на ЭВМ, так и экспериментально измеренными значениями темп-ры плавления и зависимости поперечной жёсткости от темп-ры.

В др. двумерных системах, напр. МДП-структурах, *гетеропереходах*, однозначного доказательства существования В. к. пока не получено (см. *Инверсионный* *слой*). Образование в них упорядоченного состояния электронов привлекалось для объяснения *квантового Холла эффекта.*

Лит.: Wigner E., On the interaction of electrons in metals, «Phys. Rev.», 1934, v. 46, p. 1002; Пайнс Д., Элементарные возбуждения в твердых телах, пер. с англ., М., 1965; Grimes C. C., Adams G., Evidence for a liquid-to-crystal phase transition in a classical, two-dimensional sheet of electrons, «Phys. Rev. Lett.», 1979, v. 42, p. 795; Эдельман В. С., Левитирующие электроны, «УФН», 1980, т. 130, с. 675.

Д. Е. Хмельницкий, В. С. Эдельман.

ВИДЕМАНА ЭФФЕКТ — возникновение деформации кручения у ферромагн. стержня, по к-рому течёт электрич. ток, при помещении стержня в продольное магн. поле. Открыт в 1858 Г. Видеманом (G. Wiedemann). В. э. — одно из проявлений *магнитострикции* в поле, образованном сложением продольного магн. поля и кругового магн. поля, создаваемого электрич. током. Если электрич. ток (или магн. поле) является переменным, то стержень испытывает крутильные колебания.

ВИДЕМАНА — ФРАНЦА ЗАКОН — соотношение, связывающее электронные *теплопроводность* $\varkappa$ и *электропроводность* σ твёрдых тел. Экспериментально установлен Г. Видеманом (G. Wiedemann) и Р. Францем (R. Franz) в 1853 применительно к металлам в виде соотношения $\varkappa/\sigma = C$, где C — постоянная, одинаковая для всех металлов при данной темп-ре. В 1882 Л. Лоренц (L. Lorentz) нашёл, что $C = LT$, где T — абс. темп-ра, L — универсальная постоянная, наз. числом Лоренца.

Впервые В.— Ф. з. получил объяснение в *Друде теории металлов.* Постоянство отношения $\varkappa/\sigma$ связано с тем, что в *металлах* тепловой поток переносится гл. обр. электронами, причём в электронную теплопроводность $\varkappa_э$ и в σ входят одинаковым образом одни и те же параметры — время свободного пробега, масса и концентрация свободных электронов. Число Лоренца в теории Друде совпадало с эксперим. значением, однако, как выяснилось впоследствии, это совпадение по существу было случайным: принципиальные ошибки, допущенные при вычислении уд. теплоёмкости и ср. скорости электронов, связанные с применением классич. статистики (см. *Больцмана распределение*) к электронам в металлах, взаимно компенсировались; кроме того, была допущена численная ошибка при вычислении электропроводности.

Истинное количественное обоснование В.— ф. з. получил в *Зоммерфельда теории металлов*, в к-рой рассеяние электронов предполагалось изотропным. Согласно этой теории, $L = (\pi^2/3)(k/e)^2 = 2{,}45 \cdot 10^{-8}$ Вт·Ом×$\times$К$^{-2}$ (e — заряд электрона).

Из совр. теории металлов, основанной на *зонной теории* твёрдого тела, следует, что В.—Ф. з. справедлив и в случае анизотропного рассеяния при условии, что рассеяние электронов носит упругий характер, т. е. изменение энергии электрона при рассеянии мало по сравнению с величиной его энергии. При неупругом рассеянии В.— Ф. з. нарушается. В.— Ф. з. экспериментально подтверждается для большинства металлов при комнатной темп-ре, но имеются исключения (Be, Mn), природа к-рых пока не имеет однозначного истолкования.

В.— Ф. з. применим также к *полупроводникам.* Число Лоренца в этом случае зависит от механизма *рассеяния носителей заряда.* При упругом рассеянии

$$L = \left(r + \frac{5}{2}\right)\left(\frac{k}{e}\right)^2.$$

Здесь r — показатель степени в (степенной) зависимости времени свободного пробега носителей от их энергии, напр. для рассеяния на акустич. фононах $r = -1/2$, для рассеяния на ионизованных примесях $r = 3/2$ (см. *Брукса — Херринга формула*). При неупругом рассеянии носителей (в частности, при рассеянии на оптич. фононах в области низких темп-р), а также при произвольной степени вырождения носителей (см. *Вырожденный полупроводник*) В.— Ф. з. нарушается в том смысле, что L сложным образом зависит от темп-ры.

Лит.: Wiedemann G., Franz R., Über die Wärme-Leitungsfähigkeit der Metalle, «Ann. Phys. und Chemie», 1853, Bd 89, S. 497; Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979.

Э. М. Эпштейн.

ВИДЕРОЭ УСЛОВИЕ — то же, что *бетатронное условие.*

ВИДИКОН (от лат. video — смотрю, вижу и греч. eikṓn — изображение) — передающая телевизионная трубка, в к-рой, для преобразования оптич. изображения в последовательность электрич. сигналов используется внутр. фотоэффект (см. *Фотопроводимость*). Пучок электронов, эмитируемых термокатодом К, фокусируемый и отклоняемый магн. (рис. 1) или эл.-статич.

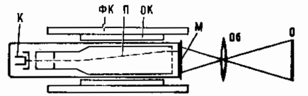


Рис. 1. К — катод, ФК — фокусирующая катушка, ОК — отклоняющая катушка, П — электронный пучок, М — мишень, Об — объектив, О — передаваемый объект.

полем, периодически последовательно облучает все точки мишени М, к-рая представляет собой тонкий слой полупроводника, нанесённый на прозрачную проводящую подложку (сигнальную пластину). Каждый перекрываемый пучком элемент мишени может быть представлен как параллельное соединение конденсатора C и светозависимого сопротивления R между облучаемой пучком П поверхностью и сигнальной пластиной СП (рис. 2). Пучок относительно медленных электронов заряжает облучаемую поверхность до потенциала катода, СП имеет более положит. потенциал. После ухода пучка ёмкость разряжается через сопротивление R тем в большей степени, чем выше освещённость соответствующего элемента. Подзарядка конденсаторов при очередном пробегании элементов пучком сопровождается протеканием тока в цепи СП, что приводит к выделению на сопротивлении нагрузки $R_н$ видеосигнала U_c.

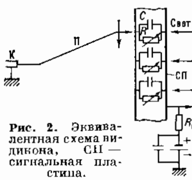


Рис. 2. Эквивалентная схема видикона, СП — сигнальная пластина.

В.— осн. вид передающих трубок в системах вещательного и пром. телевидения. Мишени первых В. формировались из SbS_3. Для студийных передач распространены В. с мишенями на основе PbO (плюмбиконы, ледиконы), характеризующиеся высокой чувствительностью к свету и малой инерционностью. Малые темновые токи (при отсутствии освещённости) имеют мишени на основе *гетеропереходов* селенида кадмия (хальниконы в Японии, кадмиконы в СССР), Se—As—Te (сатиконы), ZnS—Cd—Te (ньювиконы). Освещённость на мишени, обеспечивающая ток сигнала 100 нА, в таких В. 1—10 лкс, что делает их пригодными для внестудийных цветных репортажных камер.

К В. можно также отнести приборы с мишенями на основе мозаики *p—n-переходов* в Si (кремниконы). Их чувствительность ~0,1 лкс до длин волн $\lambda = 1{,}2$ мкм. Для передачи цветных изображений используются либо три В. с соответствующими цветными фильтрами, либо один В. особой конструкции, мишень к-рого включает ту или иную периодич. структуру светофильтров, обеспечивающую кодирование и разделение сигналов, соответствующих 3 осн. цветам изображения (синему, красному и зелёному). В. с мишенью из аморфного Se чувствителен к рентг. излучению и используется для рентгенотелевизионной дефектоскопии.

Лит. см. при ст. *Передающие электронно-лучевые трубки.* *В. Л. Герус.*

ВИДИМОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — электромагнитное излучение, непосредственно воспринимаемое человеческим глазом. Характеризуется длинами волн в диапазоне 0,40—0,76 мкм, что соответствует диапазону частот $0{,}75 \cdot 10^{15}$—$0{,}4 \cdot 10^{15}$ Гц. Область В. и. определяется т. н. кривой видности глаза, т. е. кривой его спектральной чувствительности. При очень больших интенсивностях излучения возможна его визуальная регистрация в несколько более широком диапазоне, чем указанный. *А. П. Гагарин.*

ВИ́ДНОСТЬ — устаревшее назв. *спектральной световой эффективности.*

ВИЗУАЛИЗА́ЦИЯ ЗВУКОВЫ́Х ПОЛЕ́Й — методы получения видимой картины распределения величин, характеризующих звуковое поле. В. з. п. применяется для изучения полей сложной формы, для целей дефектоскопии и медицинской диагностики, а также для визуализации акустич. изображений предметов, получаемых либо с помощью акустич. фокусирующих систем, либо методами акустич. *голографии.*

В зависимости от характера используемого эффекта все методы В. з. п. можно подразделить на три группы: 1) методы, в к-рых используются осн. параметры звукового поля — звуковое давление, колебат. смещение частиц, перем. плотность среды; 2) методы, основанные на квадратич. эффектах в звуковом поле,— деформация водной поверхности под действием *пондеромоторных сил* звукового поля, на *акустических течениях*, эффекте *Рэлея диска*; 3) методы, использующие вторичные эффекты, возникающие при распространении звуковых волн достаточной интенсивности в жидкости,— тепловые эффекты, ускорение процессов диффузии, дегазация жидкости, акустич. кавитация, эффекты гашения и возбуждения люминесценции, изменения цвета красителей, непосредств. воздействия УЗ на фотослой и т. д.

Среди методов п е р в о й г р у п п ы самый распространённый — сканирование исследуемого поля миниатюрным приёмником звукового давления, электрич. сигнал с к-рого преобразуется в световой, напр., с помощью электрич. лампочки или путём модуляции яркости луча электронной лучевой трубки. Сканирование одиночным приёмником может быть использовано для В. з. п. стоячих волн, а для визуализации поля бегущей волны необходим набор (мозаика) приёмников, быстро переключаемых с помощью электронного устройства.

Методы механич. сканирования обычно применяют в диапазоне до 100 кГц; в диапазоне от 100 кГц до неск. десятков МГц используют электронные методы сканирования мозаики пьезоприёмников или сплошной пьезопластины с секционированным электродом на внутр. (тыльной) стороне. В последнем случае посредством пьезоэффекта картина распределения звукового давления преобразуется в соответствующий электрич. потенциальный рельеф на приёмном элементе, этот рельеф считывается электронным лучом и далее преобразуется в видимое изображение.

Изменение плотности среды в звуковом поле и соответствующее изменение показателя преломления для световых лучей приводят к модуляции светового потока по фазе. Для визуализации этих фазовых изменений применяется метод Тёплера (см. *Теневой метод*), в к-ром используется рефракция света в среде с перем. показателем преломления. Его модификация — метод фазового контраста, в к-ром модуляция светового луча по фазе преобразуется в модуляцию по амплитуде, дающую видимое изображение.

Для неразрушающего контроля применяют методы В. з. п., основанные на оптич. голографич. интерференции: на одной и той же фотопластинке формируют две, три и т. д. оптич. голограммы колеблющегося, излучающего звук тела; на восстановленном изображении этого тела видны интерференц. полосы, соответствующие распределению амплитуды колебаний по его поверхности (рис. 1). Методы голографич. интерферометрии обладают высокой чувствительностью и позволяют обнаруживать весьма малые (0,0002 мм) деформации.

Среди методов в т о р о й г р у п п ы наиб. распространение получил метод поверхностного рельефа

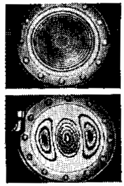


Рис. 1. Интерферограммы поверхности колеблющейся мембраны.

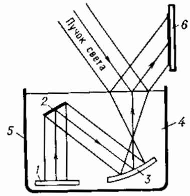


Рис. 2. Схема метода поверхностного рельефа: 1 — источник звука, 2 — объект, 3 — вогнутое зеркало (объектив), 4 — жидкость, 5 — сосуд, 6 — экран.

(рис. 2), основанный на эффекте вспучивания свободной поверхности жидкости под воздействием пондеромоторных сил УЗ-поля. Обусловленный УЗ рельеф визуализируют с помощью направленного на поверхность жидкости светового пучка, используя разл. методы, в т. ч. и теневой. В диапазоне частот 0,5—5 МГц применяется голографич. модификация этого метода; при этом в образовании рельефа поверхности участвуют интерферирующие акустич. волны — исследуемая и опорная. В этом случае получают информацию не только об амплитудном распределении звукового поля, но и о его фазовой структуре.

При реализации метода диска Рэлея в смеси воды и ксилола образуют взвесь мельчайших чешуек лёгкого металла, напр. алюминия, к-рые в отсутствие акустич. волн выглядят при освещении как матовая серая поверхность. Переориентация частиц под действием звуковой волны создаёт условия для зеркального отражения света, в результате чего на сером фоне появляется видимое изображение звукового поля.

Действие УЗ на упорядоченную ориентацию молекул в жидких кристаллах обусловливает акустооптич. эффекты в этих веществах, используемые для В. з. п. Эффект динамич. рассеяния света состоит в том, что при помещении в УЗ-поле тонкого слоя прозрачного жидкокристаллич. вещества с предварительно ориентированными молекулами в местах с большой интенсивностью происходит нарушение ориентации и соответственно сильное рассеяние проходящего через слой света. Эффект двулучепреломления света в жидких кристаллах основан на том, что вызванная колебат. смещением одной из стеклянных пластинок, между к-рыми располагается слой жидких кристаллов, перем. деформация слоя приводит к соответствующему изменению поляризации проходящего через слой света. С помощью поляроида это изменение поляризации преобразуется в изменение интенсивности светового потока, пропорциональное либо звуковому давлению, либо колебат. смещению.

К т р е т ь е й г р у п п е относятся методы, основанные на тепловом воздействии УЗ и на его способности ускорять процессы диффузии. Для реализации тепловых эффектов в исследуемое звуковое поле помещают тонкий, поглощающий звук экран, неравномерное нагревание к-рого можно визуализировать с помощью термочувствит. красок или *жидких кристаллов*, нанесённых тонким слоем на поглощающий экран, применением электронно-оптич. преобразователей, чувствительных в ИК-области, возбуждением или гашением люминесценции нанесённых на экране спец. люминофоров и др. На эффекте ускорения диффузии в УЗ-поле основан фотодиффузионный метод В. з. п.: предварительно засвеченная фотобумага погружается в озвучиваемый раствор проявителя; в местах с большей интенсивностью УЗ диффузия проявителя в желатину ускоряется и бумага быстро чернеет.

Для В. з. п. используются также кавитац. эрозия фольги, помещённой в УЗ-поле, звукохим. эффекты, среди к-рых наиб. нагляден эффект потемнения крахмала в растворе иодистого калия, разлагающегося под действием УЗ-кавитации в слабо подкислённой среде.

Сравнительные характеристики различных методов визуализации звуковых полей

	Метод	Характеристики		
		I, Вт/см²	f, МГц	t, с
Первая группа	Механич. сканирование пьезоприёмником	10^{-11}	Практически любая	10^{-7}—10^{-8}
	Электронное сканирование пьезокерамич. пластины	10^{-11}	0,1—10^3	10^{-7}—10^{-8}
	Пьезоэлектрич. эл.-люминесцентный датчик	10^{-5}	0,1—2	0,1—1
	Теневой метод, метод фазового контраста, дифракция света на УЗ	10^{-3}—10^{-5}	0,5—30	10^{-5}—20^{-6}
	Голографич. интерферометрия	10^{-3}—10^{-5}	Не ограничена	10^{-5}—20^{-6}
Вторая группа	Метод поверхностного рельефа			
	в жидкости	$2\cdot10^{-3}$	0,3—10	0,1
	в твёрдом теле	3—10^{-5}	0,5—15	0,01
	Акустооптич. эффекты в жидких кристаллах	10^{-2}—10^{-3}	0,7—10	—
	Метод диска Рэлея	$2\cdot10^{-6}$	0,1—1	1
Третья группа	Ускорение процесса фотогр. проявления	0,1	0,1—1	10—100
	Потемнение пластинки со слоем крахмала в иодном растворе	1	0,1—1	100
	Обесцвечивание красителя из-за диффузии	0,5—1	0,1—1	10—150
	Возбуждение люминесценции	1	0,1—1	0,1—1
	Гашение люминесценции	—	—	0,1—1
	Изменение цвета термочувствит. красок	1	0,01—10	0,1
	Изменение фотоэмиссии	0,1	0,1—1	0,1

В табл. приведено сравнение методов В. з. п. с указанием пороговой интенсивности I и частоты f (или диапазон частот), а также ориентировочные значения мин. времён экспозиций t.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Розенберг Л. Д., Обзор методов визуализации ультразвуковых полей, «Акуст. ж.», 1955, т. 1, № 2, с. 99; Свет В. Д., Методы акустической голографии, [Л.], 1976; Грегуш П., Звуковидение, пер. с англ., М., 1982.

В. Д. Свет.

ВИЗУАЛИЗА́ЦИЯ ИЗОБРАЖЕ́НИЙ — методы преобразования пространственного распределения нек-рого параметра физ. поля, гл. обр. эл.-магн. излучения, невидимого для человеческого глаза (ИК-, УФ-, УЗ-, рентг. излучений и др.), испускаемого или отражённого (рассеянного) объектом, в видимое (чёрно-белое или цветное) изображение. При этом яркость или цвет элемента видимого изображения должны соответствовать определ. величине параметра визуализируемого поля, напр. энергетич. освещённости или распределению по спектру ИК- или УФ-излучения, давлению УЗ-поля, плотности потока нейтронов и пр. В ряде случаев возможна визуализация не только распределения интенсивности, но и распределения фазы или состояния поляризации электромагнитного поля или иного излучения.

Важнейшими параметрами визуализирующих систем и способов В. и. являются пороговая чувствительность g — величина входного сигнала, при к-рой достигается заданное отношение сигнал/шум в выходном изображении (обычно измеряется в Вт/см² или Дж/см²), предельное пространственное разрешение R (в мм$^{-1}$), постоянная времени τ (с) или частота получения изображений f (кадр/с). Устройства для В. и. характеризуются также областью спектральной чувствительности, динамич. диапазоном, *частотно-контрастной характеристикой*, реверсивностью и т. д. Для сравнения систем В. и., основанных на разл. физ. принципах, служит квантовая эффективность детектирования, характеризующая степень приближения реальной системы к характеристикам идеального приёмника, шумы к-рого определяются только квантовыми флуктуациями потока регистрируемого излучения (см. *Квантовый выход* прибора).

Наиб. развиты методы В. и., создаваемых эл.-магн. излучением за пределами видимой области спектра. В ИК-области до 1,3 мкм используются галогенидосеребряные фотослои, сенсибилизированные к ИК-излучению ($g\simeq10^{-4}$—10^{-6} Дж/см², $R\simeq60$—80 мм$^{-1}$), до 1,7 мкм — *электронно-оптические преобразователи* ($g\simeq\simeq10^{-11}$ Дж/см², $R\simeq30$—40 мм$^{-1}$). Для визуализации ИК-изображений в окнах прозрачности атмосферы 3—5 и 8—14 мкм применяют тепловизоры — приборы, в к-рых поле изображения сканируется одно- или многоэлементным фотоэлектрич. приёмником, преимущественно на основе соединения InSb (3—5 мкм) или CdHgTe (8—14 мкм), охлаждаемого до 77 К (см. *Тепловидение*). Возможно использование тепловых приёмников изображения — эвапорографов (см. *Эвапорография*) или телевизионных трубок с теплочувствит. мишенью из пироэлектрич. материалов (см. *Пироэлектрики*) — пировидиконов. Чувствительность тепловизоров обычно характеризуется минимально обнаружимой разностью темп-ры в тепловом поле объекта (приводимой к излучению чёрного тела) и составляет для лучших моделей 0,1—0,2 К, что соответствует разности в энергетич. освещённости объекта и фона 10^{-6} Вт/см²; у эвапорографа последняя величина равна 10^{-5} Вт/см², разрешение $R\simeq10$—15 мм$^{-1}$. В тепловизорах используются объективы из монокристаллов Si, Ge, халькогенидных стёкол и поликристаллич. оптич. материалов. Меньшей чувствительностью обладают др. способы В. и., основанные на тепловом *тушении люминесценции* ($g\simeq10^{-2}$—10^{-3} Вт/см², $R\simeq15$—30 мм$^{-1}$), но зато такие люминофорные экраны чувствительны не только в оптическом, но и в КВ-радиодиапазоне (радиовизоры). В ИК-диапазоне в системах В. и. могут использоваться слои холестерических ($g\simeq10^{-2}$—10^{-4} Вт/см², $R\simeq5$ мм$^{-1}$) или нематических ($g\simeq0,2$—2,0 Вт/см²) *жидких кристаллов*, а также *фотохромные материалы*.

Для визуализации импульсных полей лазерного излучения и для оптич. микрозаписи информации (видеодиски, оптич. запоминающие устройства) применяются испаряющиеся тонкие металлич. плёнки ($g\simeq0,5$—1,0 Дж/см², $R\simeq2000$ мм$^{-1}$), термомагнитные плёнки ($g\simeq10^{-2}$ Дж/см², $R\simeq300$ мм$^{-1}$), слои «ФТИРОС», регистрирующие излучение на основе фазового перехода в тонких плёнках V_2O_5 ($g\simeq10^{-2}$ Дж/см², $R\simeq500$—800 мм$^{-1}$). В. и. в субмиллиметровой области спектра достигается с помощью либо тепловых (радиовизор, жидкие кристаллы), либо радиотехн. методов. Развиваются методы В. и. в ИК-области, основанные на параметрич. преобразовании частоты (см. *Параметрический генератор света*) детектируемого излучения «вверх» при накачке нелинейного кристалла некогерентным ИК-излучением или мощным излучением лазера (коэф. преобразования мощности излучения накачки $\sim10^{-5}$—10^{-6}, $R\simeq50$ мм$^{-1}$).

Для В. и. в УФ- и рентг. областях спектра, наряду с фотослоями, содержащими повышенную концентрацию AgBr и уменьшенное кол-во желатина, используются люминесцентные экраны, электронно-оптич. преобразователи с фотокатодом из CsJ и микроканальные усилители яркости ($g\simeq10^{-10}$—10^{-11} Дж/см^2, $R\simeq40$ мм$^{-1}$). Для построения оптич. изображения в этой области применяются либо зеркальные системы со скользящим отражением от ультрагладких металлич. зеркал, либо *камера-обскура*, либо многоканальная система зеркальных концентраторов лучей на элементарные площадки множества детекторов, подобно фасеточному глазу насекомых. Чрезвычайно плодотворным в рентгеновской (а также в УЗ-) области оказался метод т о м о г р а ф и и — обработки с помощью ЭВМ ряда теневых проекций исследуемого объекта с синтезом объёмного полутонового изображения.

Для визуализации траекторий заряженных частиц применяются трековые камеры (пузырьковая, Вильсона, диффузионная, искровая), телескоп счётчиков, метод *ядерных фотографических эмульсий*, *трековые детекторы частиц* — слюда, нитратцеллюлозные плёнки.

Визуализация эл.-статич. полей на поверхности высокоомных полупроводников или диэлектриков с помощью заряж. частичек красящего порошка используется для проявления скрытого изображения в электрофотографии. Магн. поля визуализируют как нанесением железных опилок, так и в поляризов. свете с использованием магнитооптич. *Керра эффекта*. Поля механич. напряжений в моделях конструкций, изготовленных из оптически активных пластмасс, визуализируют в поляризов. свете (метод *фотоупругости*). Для этих же целей в произвольных объектах используют метод *голографической интерферометрии*. Визуализация аэро- или гидродинамич. потоков осуществляется с помощью интерференц. и *теневых методов*.

Визуализация УЗ-изображений и голограмм основана на методах деформации поверхностного рельефа в жидкости, *дифракции света на ультразвуке* ($g\simeq10^{-9}$ Вт/см^2), тепловом воздействии УЗ на жидкие кристаллы или пролитанные проявителем предварительно засвеченные фотослои ($g\simeq10^{-4}$—1 Вт/см^2), а также на использовании матриц пьезоэлектрич. приёмников ($g\simeq10^{-8}$ Вт/см^2) (подробнее см. *Визуализация звуковых полей*). Для визуализации трёхмерных полей концентрации хим. веществ в атмосфере применяют методы дистанционной лазерной спектроскопии; в живом организме, наряду с методом радиоакт. изотопов, используют томографию с детектированием сигнала ядерного магн. резонанса.

Лит.: Р о у з А., Зрение человека и электронное зрение, пер. с англ., М., 1977; Л л о й д Д ж., Системы тепловидения, пер. с англ., М., 1978; Г р е г у ш П., Звуковидение, пер. с англ., М., 1982; Л у и з о в А. В., Глаз и свет, Л., 1983; Несеребряные фотографические процессы, под ред. А. Л. Картужанского, Л., 1984. *В. Н. Синцов.*

ВИ́КА ТЕОРЕ́МА в к в а н т о в о й т е о р и и — выражает произведение (а также *хронологическое произведение*) n полевых операторов во *взаимодействия представлении* через сумму *нормальных произведений* этих же операторов, умноженных на перестановочные (или причинные) ф-ции.

Согласно [доказанной Дж. Виком (G. Wick) в 1950] В. т., обычное произведение локальных полевых операторов равно сумме всех соответствующих нормальных произведений со всевозможными с п а р и в а н и я м и, включая и нормальное произведение без спариваний. Иными словами, произведение n полевых операторов $A_1, A_2, \ldots, A_n$ может быть представлено в виде суммы нормальных произведений (обозначается :...:) со всевозможными взаимными спариваниями (заменами пары операторов на числовую — не операторную — ф-цию), т. е. в виде суммы: *а*) нормального произведения без спариваний $:A_1A_2\ldots A_n:$; *б*) нормальных произведений с одним спариванием любых двух операторов A_i и A_j

$$\sum_{i\neq j}:A_1\ldots \underbracket{A_i\ldots A_j}\ldots A_n:=\sum_{i\neq j}\underbracket{A_iA_j}\cdot\eta(i,j):$$
$$:A_1\ldots A_{i-1}A_{i+1}\ldots A_{j-1}A_{j+1}\ldots A_n:$$

[здесь скобка снизу означает спаривание, $\eta=1$ в случае операторов бозе-полей и $\eta(i, j)$ равно чётности перестановок операторов ферми-полей от порядка $(1, 2, \ldots, i, \ldots, j, \ldots, n)$ к порядку $(i, j, 1, \ldots, i-1, i+1, \ldots, j-1, j+1, \ldots, n)$]; *в*) нормальных произведений с двумя всевозможными спариваниями (при $n\geqslant4$)

$$\sum_{i\neq j\neq k\neq l}:A_1\ldots \underbracket{A_i\ldots A_j\ldots A_k}\ldots A_l\ldots A_n:;$$

г) нормальных произведений с тремя всевозможными спариваниями (при $n\geqslant6$) и т. д. При этом $\underbracket{A_iA_j}$ определено как *вакуумное среднее* от произведения спариваемых операторов:

$$\underbracket{A_iA_j}=\langle 0\mid A_iA_j\mid 0\rangle.$$

В. т. для хронологич. произведения n линейных операторов отличается только заменой простого спаривания на хронологическое (скобка сверху):

$$\overbracket{A_iA_j}=\langle 0\mid T(A_iA_j)\mid 0\rangle.$$

Из В. т. следует, что любой матричный элемент от обычного или хронологич. произведения n линейных операторов в конечном счёте выражается через произведения соответствующих спариваний. В квантовой теории поля это приводит к диаграммам Фейнмана, в квантовой статистике — к диаграммной технике для температурной (термодинамич.) теории возмущений (см. *Грина функция* в статистической физике).

Лит.: Б о г о л ю б о в Н. Н., Ш и р к о в Д. В., Квантовые поля, М., 1980, § 17. *Д. В. Ширков.*

ВИЛЛА́РИ ЭФФЕ́КТ (магнитоупругий эффект) — влияние механич. деформаций (растяжения, кручения, изгиба и т. д.) на намагниченность ферромагнетика. Открыт в 1865 Э. Виллари (E. Villari). При постоянном упругом напряжении, наложенном на ферромагн. образец, изменение (прирост или уменьшение) намагниченности образца с ростом магн. поля сначала увеличивается, затем проходит через максимум (точка Виллари) и в пределе убывает до нуля. В. э. обратен *магнитострикции*. Ферромагнетики (напр., Ni), к-рые при намагничивании сокращаются в размерах (обладают отрицат. магнитострикцией), при растяжении уменьшают свою намагниченность (отрицат. В. э.). Наоборот, растяжение ферромагнетиков с положит. магнитострикцией, напр. сплава Ni (65%) — Fe (35%), приводит к увеличению их намагниченности (положит. В. э.). При сжатии знак В. э. меняется на обратный. В. э. в области смещения (см. *Намагничивание*) объясняется тем, что при действии механич. напряжений изменяется доменная структура ферромагнетика — возрастает объём тех доменов, энергия к-рых понижается при действии напряжений. В области вращения В. э. обусловлен изменением ориентации вектора намагниченности $\boldsymbol{M}_S$ при наложении напряжений. Эти явления, как и магнитострикция в области техн. намагничивания, определяются магн. силами взаимодействия атомов в решётке (преобладанием магнитоупругой энергии над энергией магн. анизотропии кристалла; подробнее см. *Магнитоупругое взаимодействие*). *Р. З. Левитин.*

ВИ́ЛЬСОНА КАМЕ́РА — трековый детектор частиц. Создан Ч. Вильсоном в 1912 [1]. С помощью В. к. сделан ряд открытий в ядерной физике, физике элементарных частиц. Наиб. впечатляющие из них связаны с исследованиями *космических лучей*: открытие широких атм. ливней (1929, [2]), *позитрона* (1932, [3]), обнаружение следов *мюонов* [4], открытие *странных частиц*

[5]. В дальнейшем В. к. была практически вытеснена *пузырьковой камерой*, обладающей бо́льшим быстродействием и поэтому более пригодной к работе на совр. *ускорителях заряженных частиц*.

В В. к. следы заряж. частиц становятся видимыми благодаря конденсации пересыщенного пара на ионах, образованных заряж. частицей в газе. Возникшие на ионах капли жидкости вырастают до больших размеров, и при достаточно сильном освещении их можно сфотографировать. Пересыщение в В. к. определяется отношением давления P_1 пара к давлению P_2 насыщенных паров при темп-ре, устанавливающейся после расширения. Величина пересыщения, необходимая для образования капель на ионах, зависит от природы пара и знака заряда иона. Так, водяной пар конденсируется преимущественно на отрицат. ионах, пары этилового спирта — на положительных. В В. к. чаще используют смесь воды и спирта, в этом случае требуемое пересыщение $P_1/P_2 \approx 1{,}62$, что является минимальным из всех возможных значений. Пересыщение достигается быстрым (почти адиабатическим) расширением смеси газа и пара.

Падение темп-ры в момент расширения определяется отношением $T_1/T_2 = (V_1/V_2)^{\gamma-1}$, где $\gamma = C_p/C_V$, или $T_1/T_2 = (p_1/p_2)^{(\gamma-1)/\gamma}$ в зависимости от того, происходит ли расширение камеры за счёт изменения объёма от V_1 к V_2 или давления газа от p_1 к p_2 (T_1 и T_2 — абс. темп-ры до и после расширения).

Для работы В. к. оптимально p от 0,1 до 2 атм; при более высоких давлениях работа затруднена необходимостью очищать камеру от капель, оставшихся после расширения. С ростом давления увеличивается также время нечувствительности (м ё р т в о е в р е м я) В. к. Для измерения импульсов частиц, регистрируемых в В. к., её помещают в магн. поле; для увеличения количества вещества, проходимого частицей, в В. к. располагают пластины из плотного материала, оставляя между ними зазоры для наблюдения следов (т р е к о в) частиц [6—8].

В. к. может использоваться в т. н. управляемом режиме, когда она приводится в действие пусковым устройством, срабатывающим при попадании в неё исследуемой частицы. В этом случае важную роль играет скорость расширения. Ширина трека x определяется выражением $x = 4{,}68\ (D\tau)^{1/2}$, где D — коэф. *диффузии* (в см^2/с), τ — время расширения, к-рое в обычных В. к. порядка неск. мкс. Полное время цикла обычной В. к. $\geqslant$ 1 мин. Оно складывается из времени, нужного для медленного (очищающего) расширения, времени, необходимого для прекращения движения газа, и времени диффузии пара в газе. В качестве источников света при фотографировании треков частиц используют импульсные лампы большой мощности.

Лит.: 1) W i l s o n C., On an expansion apparatus for making visible the tracks of ionising particles in gases and some results obtained by its use, «Proc. Roy. Soc. London A», 1912, v. 87, p. 277; 2) S k o b e l z y n D., Über eine neue Art sehr schneller β-Strahlen, «Z. Phys.», 1929, Bd 54, S. 686; 3) A n d e r s o n C. D., The Apparent existence of easily deflectable positives, «Science», 1932, v. 76, p. 238; 4) A n d e r s o n C. D., N e d d e r m e y e r S. H., Cloud chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and near sea level, «Phys. Rev.», 1936, v. 50, p. 263; и х ж е, Cosmic-ray particles of intermediate mass, там же, 1938, v. 54, p. 88; 5) R o c h e s t e r G. D., B u t l e r C. C., Evidence for the existence of new elementary particles, «Nature», 1947, v. 160, p. 855; 6) В и л ь с о н Д ж., Камера Вильсона, пер. с англ., М., 1954; 7) Д а с Г у п т а Н., Г о ш С., Камера Вильсона и ее применения в физике, пер. с англ., М., 1947; 8) Принципы и методы регистрации элементарных частиц, [Сост.-ред. Люк К. Л. Юан, Ву Цзянь-Сюн], пер. с англ., М., 1963. *Л. И. Сарычева.*

ВИ́НА ЗАКО́Н ИЗЛУЧЕ́НИЯ — закон распределения энергии по частотам ν (или длинам волн λ) в спектре *излучения равновесного* в зависимости от абс. темп-ры T, представляющий собой *Планка закон излучения* для случая, когда энергия фотонов много больше тепловой энергии частиц вещества. Согласно В. з. и., спектральная плотность энергии равновесного излучения в шкале частот равна:

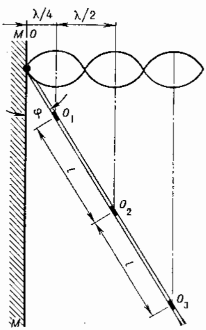
$$u_{\nu,\,T} = (8\pi h\nu^3/c^3)\ e^{-h\nu/kT}$$

[или в шкале длин волн: $u_{\lambda,\,T} = (8\pi hc/\lambda^5)\exp(-hc/\lambda kT)$]. В. з. и. впервые выведен В. Вином (W. Wien) в 1896 методом, к-рый в неявной форме вводил квантовую гипотезу, что выяснилось лишь впоследствии (в первонач. ф-лу Вина входили две неизвестные постоянные, оказавшиеся комбинациями постоянных h, k и c).
М. А. Ельяшевич.

ВИ́НА ЗАКО́Н СМЕЩЕ́НИЯ (формула Вина) — определяет общий вид распределения энергии по частотам ν (или длинам волн λ) в спектре *излучения равновесного* в зависимости от абс. темп-ры T. Впервые выведен В. Вином (W. Wien) в 1893. В.з.с., являющийся следствием законов термодинамики и электродинамики, утверждает, что спектральная плотность энергии равновесного излучения в шкале частот ν равна $u_{\nu,\,T} = \nu^3 F(\nu/T)$, где F — нек-рая функция от ν/T (в шкале длин волн — $u_{\lambda,\,T} = (1/\lambda^5)\,f(\lambda T)$, где f — ф-ция от λT). Конкретный вид ф-ции F (и f) определяется *Планка законом излучения*, выведенным исходя из квантовых представлений.

При изменении темп-ры в силу В.з.с. сохраняется вид ф-ции $u_{\nu,\,T}$ и $u_{\lambda,\,T}$ в смещённой шкале частот $\nu/T = \mathrm{const}$ или длин волн $\lambda T = \mathrm{const}$ (отсюда назв. «В.з.с.»). В частности, положения максимумов этих ф-ций удовлетворяют условиям $\nu_{\text{макс}}/T = \mathrm{const}$ и $\lambda_{\text{макс}}T = \mathrm{const}$, к-рые представляют собой частные формы В.з.с. Чаще всего В.з.с. наз. выражение $\lambda_{\text{макс}}T = b$, где $b = 0{,}2898$ см·К — п о с т о я н н а я В и н а.
М. А. Ельяшевич.

ВИ́НЕРА О́ПЫТ — опыт, экспериментально подтвердивший образование стоячих световых волн и показавший, что фотогр. действие света обусловлено электрич. вектором. Выполнен О. Винером (O. Wiener) в 1890. В. о. заключается в следующем. На плоское металлич. зеркало MM (рис.) направляется по нормали монохроматич. свет длиной волны λ. При отражении световых волн от этой поверхности образуются *стоячие волны*, узловые плоскости к-рых параллельны MM и отстоят друг от друга на расстоянии $\lambda/2$; при этом на поверхности находятся узел электрич. вектора ($E = 0$) и пучность магн. вектора. Под малым углом φ к поверхности зеркала располагается стеклянная пластинка с тонким ($\sim\lambda/20$) светочувствит. слоем эмульсии. Светочувствит. слой пересекался с пучностями векторов стоячей волны по прямым, параллельным поверхности зеркала. После экспонирования и проявления на пластинке возникала система параллельных тёмных полос (O_1, O_2, O_3), соответствующих местам макс. выделения серебра. Расстояние между полосами по поверхности пластинки составляло $l = \lambda/2 \sin\varphi$. В В. о. угол φ имел величину около одной угловой минуты и для оптич. излучения видимого диапазона ($\lambda \approx 0{,}5$ мкм) расстояние между полосами имело величину, близкую к 1 мм и могло быть легко измерено. При этом было установлено, что первая тёмная полоса располагается не на краю светочувствит. слоя, граничащего с металлич. зеркалом, а отстаёт от него на $\lambda/4$ (или по поверхности пластинки на $\lambda/4 \sin\varphi$). Именно на этом расстоянии располагается первая пучность электрической световой волны, т. е. фотографи-



ческое действие световой волны связано с её электрич. вектором.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976.
Л. Н. Капорский.

ВИНЕРА—ХИНЧИНА ТЕОРЕМА — утверждение о том, что спектральная плотность $\tilde{\Gamma}(\omega)$ стационарного *случайного процесса* $\xi(t)$, связанная с его корреляц. ф-цией $\Gamma(\tau)=\langle\xi(t+\tau)\xi^*(t)\rangle$ преобразованием Фурье:

$$\tilde{\Gamma}(\omega)=(2\pi)^{-1}\int_{-\infty}^{\infty}\Gamma(\tau)\,e^{-i\omega\tau}d\tau, \qquad (1)$$

неотрицательна, $\tilde{\Gamma}(\omega)\geqslant 0$ (угловые скобки означают статистич. усреднение, $*$ — комплексное сопряжение). Спектральную плотность наз. также **спектром мощности** случайного процесса. В.—Х. т. получена Н. Винером (N. Wiener) в 1930, в иной формулировке — А. Я. Хинчиным в 1934.

Неотрицательность спектральной плотности $\tilde{\Gamma}(\omega)$ позволяет трактовать эту величину (при $\omega\neq 0$) как меру интенсивности флуктуаций случайного процесса $\xi(t)$ на частоте ω. Такая трактовка становится очевидной, если заметить, что спектральная плотность $\tilde{\Gamma}(\omega)$ связана со случайным спектром

$$\tilde{\xi}(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}\xi(t)\,e^{-i\omega t}\,dt/2\pi \qquad (2)$$

соотношением $\langle\tilde{\xi}(\omega_1)\,\tilde{\xi}^*(\omega_2)\rangle=\tilde{\Gamma}(\omega_1)\,\delta(\omega_1-\omega_2)$, где $\delta(\omega)$ — дельта-функция. Это наглядное соотношение непосредственно вытекает из (1) и (2) и при теоретич. анализе обычно позволяет получать правильные следствия, однако оно является чисто формальным, т. к. отд. реализации стационарного процесса $\xi(t)$, вообще говоря, не исчезают при $|t|\to\infty$ и спектр (2) в обычном смысле не существует. Чтобы обойти эту трудность, достаточно рассмотреть вместо (2) спектр «обрезанных» реализаций:

$$\tilde{\xi}^T(\omega)=\int_{-T}^{T}\xi(t)\,e^{-i\omega t}\,dt/2\pi, \qquad (3)$$

к-рый при больших T можно трактовать как нек-рую аппроксимацию (2). Из (1) и (3) следует, что для стационарного процесса

$$\tilde{\Gamma}(\omega)=\lim_{T\to\infty}\pi T^{-1}\langle|\tilde{\xi}^T(\omega)|^2\rangle,$$

т. е. спектральная плотность пропорциональна ср. квадрату амплитуды случайного спектра $\tilde{\xi}^T(\omega)$.

Спектральная плотность $\tilde{\Gamma}(\omega)$ служит одним из осн. понятий при корреляц. анализе случайных ф-ций в статистич. радиофизике, в теории равновесных тепловых флуктуаций, в физ. кинетике и др. и допускает непосредств. обобщение на статистически однородные и стационарные случайные поля, переходя в пространственно-временной спектр случайного поля.

Лит.: Гроот С. де, Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; 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; Яглом А. М., Корреляционная теория стационарных случайных функций с примерами из метеорологии, Л., 1981.
Л. А. Апресян.

ВИНЕРА — ХОПФА МЕТОД — метод решения интегр. ур-ний спец. вида

$$\varphi(x)=f(x)+\lambda\int_{0}^{\infty}v(x-y)\,\varphi(y)\,dy,$$

наз. ур-ниями типа Винера—Хопфа. Разработан Н. Винером и Э. Хопфом (E. Hopf) в 1931. Введение ф-ций $\varphi_{\pm}(x)=\theta(\pm x)\varphi(x)$, где $\theta(x)=1$ при $x>0$, $\theta(x)=0$ при $x<0$, позволяет свести интеграл в этом ур-нии к интегралу типа свёртки. Применяя преобразование Фурье, получаем линейное ур-ние с двумя неизвестными ф-циями. Используя их свойства аналитичности, можно найти общее решение исходного ур-ния с точностью до произвольных постоянных, к-рые определяются из дополнит. условий.

В.—Х. м. был разработан для задачи о дифракции волн на полуплоскости, нашёл применение в теории волноводов, в задачах о дифракции волн и переносе излучения.

Лит.: Фок В. А., О некоторых интегральных уравнениях математической физики, Матем. сб., 1944, т. 14, № 1—2, с. 3—50; Морс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958; Нобл Б., Применение метода Винера—Хопфа для решения дифференциальных уравнений в частных производных, пер. с англ., М., 1962; Мэтьюз Дж., Уокер Р., Математические методы физики, пер. с англ., М., 1972.

ВИНЕРОВСКИЙ СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС — нормальный *марковский случайный процесс* $x(t)$ с независимыми приращениями. В любой момент времени t распределение вероятностей В. с. п.—гауссово (нормальное). Плотность вероятности В. с. п. в одномерном случае равна

$$P(x,\ t)=(2\pi at)^{-1/2}\exp(-x^2/2at)$$

и удовлетворяет *диффузии уравнению* $\partial P/\partial t=(a/2)\,\partial^2P/\partial x^2$, где a — коэф. диффузии. Плотность распределения приращений $\Delta x=x(t_2)-x(t_1)$ за время $\Delta t=t_2-t_1$ равна $P(\Delta x,\ \Delta t)=(2\pi a\Delta t)^{1/2}\exp[-(\Delta x)^2/2a\Delta t]$. Распределение вероятностей В. с. п. изучено Н. Винером в 1923. Ср. значение В. с. п. равно нулю, $\langle x(t)\rangle=0$, а *дисперсия* линейно растёт со временем: $\sigma^2=at$, корреляц. ф-ция В. с. п. определяется выражением

$$\langle x(t)\,x(t')\rangle=a\min(t,\ t').$$

Траектории В. с. п. непрерывны, но нигде не дифференцируемы. Производная В. с. п. — обобщённый случайный процесс $n(t)$ — наз. *белым шумом* (стационарный нормальный случайный процесс с независимыми значениями, нулевым ср. значением и дельтаобразной корреляц. ф-цией, $\langle n(t)\,n(t')\rangle=a\delta(t-t')$). В. с. п. — общепринятая модель *броуновского движения*, описывает флуктуации фазы в автогенераторах и лазерах.

Лит.: Кац М., Вероятность и смежные вопросы в физике, пер. с англ., М., 1965; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981.
Р. А. Минлос.

ВИНЕРОВСКИЙ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ИНТЕГРАЛ — интеграл по мере Винера от к.-л. функционала в пространстве $C_k^{x_0}(0,\ T)$ k-мерных непрерывных траекторий $x(t)$, определённых для значений параметра t на отрезке $[0,\ T]$, причём $x(0)=x_0$. Если $W_{0,\ T}^{x_0}$ — мера Винера в $C_k^{x_0}(0,\ T)$ (распределение вероятностей *винеровского случайного процесса*, начинающегося в точке x_0), то для любого функционала $F[x(\tau)]$ В. ф. и. равен $\int_{C_k^{x_0}(0,\ T)}F[x(\tau)]\,dW_{0,\ T}^{x_0}$. Часто такие интегралы определяют по условной мере $W_{0,\ T}^{x_0,\ y_0}$, порождаемой мерой Винера на пространстве траекторий $x(t)$ из $C_k^{x_0}(0,\ T)$, таких, что $x(T)=y_0$. В. ф. и. введён Н. Винером в 1923.

Применения В. ф. и. в матем. физике связаны с известным представлением *Грина функции* $G(x,\ y)$ для *диффузии уравнения* $du/dt=\Delta u+V(x)u$, где Δ — оператор Лапласа, $V(x)$ — потенциал:

$$G(x,\ y)=\int\exp\left\{-\int_0^T V[x(\tau)]\,d\tau\right\}dW_{0,\ T}^{x,\ y}.$$

Корректность определения В. ф. и. служит матем. обоснованием использования *функциональных интегралов* в квантовой механике.

Лит.: Кац М., Вероятность и смежные вопросы в физике, пер. с англ., М., 1965; Глимм Д., Джаффе А., Математические методы квантовой физики. Подход с использованием функциональных интегралов, пер. с англ., М., 1984.
Р. А. Минлос.

ВИНТОВО́Е ДВИЖЕ́НИЕ — движение твёрдого тела, слагающееся из прямолинейного *поступательного движения* с нек-рой скоростью v и *вращательного движения* с нек-рой угловой скоростью ω вокруг оси aa_1, параллельной направлению поступат. скорости (рис. 1). Тело, совершающее стационарное В. д., т. е. В. д., при к-ром направление оси aa_1 остаётся неизменным, наз. винтом; ось aa_1 наз. осью винта; расстояние, проходимое любой точкой тела, лежащей на оси aa_1, за время одного оборота, наз. шагом h винта, величина $p=v/\omega$ — параметром винта. Если вектор ω направлен в сторону, откуда вращение тела видно происходящим против хода

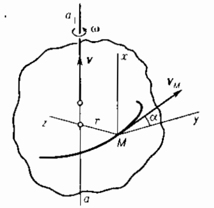


Рис. 1.

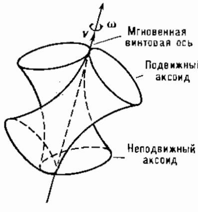


Рис. 2.

часовой стрелки, то при векторах $\boldsymbol{v}$ и $\boldsymbol{\omega}$, направленных в одну сторону, винт наз. правым, а в разные стороны,— левым.

Скорость и ускорение любой точки M тела, отстоящей от оси aa_1 на расстоянии r, численно равны

$$v_M=\sqrt{v^2+r^2\omega^2};\quad w_M=\sqrt{w^2+r^2(\varepsilon^2+\omega^4)},$$

где $w=dv/dt$, $\varepsilon=d\omega/dt$.

Когда параметр p постоянен, шаг винта $h=2\pi v/\omega=2\pi p$ также постоянен. В этом случае всякая точка M тела, не лежащая на оси aa_1, описывает винтовую линию, касательная к к-рой в любой точке образует с плоскостью yz, перпендикулярной оси aa_1, угол $\alpha=\mathrm{arctg}\,(h/2\pi r)=\mathrm{arctg}\,v/\omega r$.

Любое сложное движение твёрдого тела слагается в общем случае из серии элементарных или мгновенных В. д. Ось мгновенного В. д. наз. **мгновенной винтовой осью**. В отличие от оси стационарного В. д., мгновенная винтовая ось непрерывно изменяет своё положение как по отношению к системе отсчёта, в к-рой рассматривается движение тела, так и по отношению к самому телу, образуя при этом 2 линейчатые (соприкасающиеся по прямой линии) поверхности, наз. соответственно неподвижным и подвижным **аксоидами** (рис. 2). Геом. картину движения тела можно в общем случае получить качением с продольным проскальзыванием подвижного аксоида по неподвижному, осуществляя таким путём серию тех последоват. В. д., из к-рых слагается движение тела.

Лит. см. при ст. *Кинематика*. *С. М. Тарг.*

ВИНТОВО́Й ПОВОРО́Т — *операция симметрии* в 3-мерном пространстве, состоящая из поворота вокруг оси симметрии на угол α_s с одноврем. переносом на фиксир. вектор $\boldsymbol{t}_s$ вдоль этой оси. Точки, получающиеся при многократном проведении определ. операции В. п., располагаются правильно по бесконечной спирали. Такая система точек совмещается сама с собой при действии операции В. п. и её повторении. Так, при $\alpha_s=2\pi/N$ (N — целое число) система совмещается сама с собой при параллельном переносе на вектор $\boldsymbol{t}=N\boldsymbol{t}_s$. В пространственных группах симметрии кристаллов возможны $N=2$, 3, 4, 6, т. е. $\alpha_s=180°$, 120°, 90°, 60°.

В цилиндрич. (спиральных) группах симметрии, описывающих объекты, периодические в одном направлении (напр., молекулы полимеров), угол α_s может быть рациональным: $\alpha_s=2\pi q/p$ — одна p-тая часть от q поворотов, период $t=pt_s$. Если $\alpha_s=2\pi/M$, а M — иррационально, то истинного периода переноса не существует. Бесконечно малый угол α_s описывает сплошную спираль слившихся точек.

В. п.— операция симметрии первого рода, совмещающая конгруэнтно (но не зеркально) равные объекты в 3-мерном пространстве. В. п. могут быть правыми или левыми. Всякое преобразование первого рода в общем случае есть В. п. *Р. В. Галиулин.*

ВИНЬЕТИ́РОВАНИЕ — частичное затемнение пучка лучей, проходящего через оптич. систему, обусловленное его ограничением диафрагмами системы. В. приводит к падению освещённости изображения, даваемого системой, при переходе от центра к краю поля зрения. В. полностью отсутствует только при совпадении плоскости входного люка с плоскостью объекта (соответственно плоскости выходного люка с плоскостью изображения); при этом изображение ограничено резко. В зеркальных и зеркально-линзовых системах возможен иной вид В., вызванный наличием 2-го отражат. элемента, препятствующего распространению центр. лучей пучка.

В. играет существ. роль в фотогр. объективах, особенно в широкоугольных, в результате чего фотопластинка или плёнка на краях оказывается недоэкспонированной. С возможностью В. необходимо считаться в *спектральном анализе*, напр. в случае, когда должна быть обеспечена равномерная по всей высоте освещённость изображения щели спектрографа.

ВИРИА́ЛА ТЕОРЕ́МА (нем. Virial, от лат. vires, мн. ч. от vis — сила) — соотношение, связывающее ср. кинетич. энергию системы частиц с действующими в ней силами. Для классич. системы материальных точек, движущихся так, что их координаты $\boldsymbol{r}_i$ и скорости $\boldsymbol{v}_i$ ($i=1,2,\ \ldots,\ N$) не достигают бесконечных значений, среднее по бесконечному промежутку времени от кинетич. энергии $K(\boldsymbol{v})=\sum_i m_i v_i^2/2$ равно среднему от вириала сил $\boldsymbol{F}_i$, действующих на материальные точки системы:

$$\overline{K(\boldsymbol{v})}=-\sum\nolimits_i \overline{\boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i/2}.\tag{1}$$

Эта теорема доказана Р. Клаузиусом (R. Clausius) в 1870, причём выражение, стоящее в правой части (1) под знаком среднего, названо им вириалом. Если силы $\boldsymbol{F}_i$ потенциальны, то теорема (1) приобретает вид:

$$\sum\nolimits_i \overline{m_i v_i^2}=\sum\nolimits_i \overline{\boldsymbol{r}_i\,\partial U/\partial \boldsymbol{r}_i},\tag{2}$$

где U — потенциал, соответствующий силе $\boldsymbol{F}$.

В форме (2) В. т. справедлива также и для квантовомеханич. систем, если только черту сверху понимать как квантовомеханич. среднее, а стоящие под ней выражения — как соответствующие этим величинам квантовомеханич. операторы.

Если потенц. энергия $U(\boldsymbol{r})$ является однородной ф-цией n-го порядка, $U(r)\sim r^n$, то средняя кинетич. и средняя потенц. энергии связаны простым соотношением $\overline{K(\boldsymbol{v})}=n\overline{U(r)}/2$. В частности, для гармонич. осциллятора ($n=2$) $\overline{K}=\overline{U}$, для кулоновского потенциала ($n=-1$) $\overline{K}=-\overline{U}/2$.

В статистич. механике В. т. в определ. смысле удаётся усилить; если классич. система N частиц находится в состоянии термодинамич. равновесия, то среднее от кинетич. энергии K_l, приходящееся на к.-л. степень свободы l ($l=1,\ 2,\ \ldots,\ 3N$), не только равно среднему от соответствующей этой степени свободы вириалу, но и является не зависящей от характера данной степени свободы величиной, равной $\theta/2=kT/2$ (T — абс. темп-ра). Усреднение здесь проводится с помощью *канонического распределения Гиббса*. Статистич. В. т. обычно записывают в виде:

$$\overline{K_l}=2^{-1}\overline{p_l\,\partial H/\partial p_l}=2^{-1}\overline{x_l\,\partial H/\partial x_l}=\theta/2,\tag{3}$$

где $H(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r})$ — ф-ция Гамильтона системы, p_i — соответствующий обобщённой координате x_i импульс. [Ф-ла (3), в отличие от ф-лы (2), справедлива в случае, когда нет внеш. магн. поля.] Следствием (3) является теорема о равнораспределении ср. энергии по степеням свободы в классич. статистич. механике. Ср. вириал внеш. сил, обеспечивающих нахождение системы N частиц внутри сосуда с объёмом V и поддерживающих в нём давление P, равен $3PV/2$, поэтому В. т. (2) с учётом (3) можно записать в виде:

$$PV = N\theta - 3^{-1} \sum_i \boldsymbol{r}_i \, \partial U_{\text{вз}}(\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_N)/\partial \boldsymbol{r}_i, \qquad (4)$$

где $U_{\text{вз}}$ — энергия взаимодействия частиц системы друг с другом. Это соотношение может служить исходным при получении ур-ния состояния неидеального классич. газа, в частности *вириального разложения* для него.

Область применения ф-л (3) и (4) определяется условиями применимости классич. статистич. механики, т. е. условиями статистич. невырожденности системы по отношению к каждому из видов микроскопич. движения (трансляц. движения молекул, их вращений, внутр. колебаний и т. д.).

Лит.: Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983.

И. А. Квасников.

ВИРИАЛЬНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ — представление давления неидеального газа в виде ряда по степеням плотности $N/V = v^{-1}$: $P = kTv^{-1}(1 + B_2(T)v^{-1} + B_3(T)v^{-2} + \ldots)$, где N — число молекул, V — объём, T — темп-ра; иногда В. р. наз. также вириальным уравнением состояния (см. *Уравнение состояния*). Первый член соответствует давлению идеального газа, коэф. $B_2(T)$, $B_3(T)$... — вириальные коэффициенты, соответствующие учёту взаимодействий молекул в группах из двух, трёх и т. д. молекул, поэтому В. р. наз. также *групповым разложением*. (Аналогич. разложения имеют место и для др. термодинамич. ф-ций.) Обычно предполагают, что газ подчиняется классич. статистике и его молекулы взаимодействуют с помощью парного потенциала сил $U(r)$. Второй вириальный коэф., равный

$$B_2(T) = 2\pi \int_0^\infty [1 - \exp(-U(r)/kT)] \, r^2 \, dr,$$

позволяет получить простейшее ур-ние состояния для неидеального газа.

Впервые В. р. введено из эмпирич. соображений Х. Камерлинг-Оннесом (H. Kamerlingh-Onnes) в 1912. В дальнейшем В. р. получали с помощью *вириала теоремы*.

Полное В. р. можно вывести на основе канонич. или большого канонич. распределения Гиббса при помощи группового разложения, полученного Х. Урселлом (H. Ursell) в 1927 и обобщённого Дж. Майером (J. Mayer) в 1937:

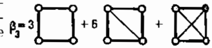
$$Pv/kT = 1 - \sum_{n \geq 1} n\beta_n / v^n (n+1),$$

где β_n — неприводимые (не поддающиеся упрощению) групповые интегралы, связанные с вириальными коэф. соотношением $B_n = -\beta_{n-1}(n-1)/n$. Для них справедливы выражения:

$$\beta_1 = V^{-1} \int f_{12} \, d\boldsymbol{r}_1 \, d\boldsymbol{r}_2; \quad \beta_2 = (1/2! \, V) \int f_{12} f_{23} f_{31} \, d\boldsymbol{r}_1 \, d\boldsymbol{r}_2 \, d\boldsymbol{r}_3;$$

$$\beta_3 = (1/3! \, V) \int (3 f_{12} f_{23} f_{34} f_{41} + 6 f_{12} f_{23} f_{34} f_{41} f_{13} +$$
$$+ f_{12} f_{23} f_{34} f_{41} f_{13} f_{24}) \, d\boldsymbol{r}_1 \, d\boldsymbol{r}_2 \, d\boldsymbol{r}_3 \, d\boldsymbol{r}_4;$$
$$f_{ij} = \exp(-U_{ij}/kT) - 1.$$

Для вычисления β_n в любом порядке Дж. Майером в 1937 разработана диаграммная техника, к-рая была первым примером использования диаграммных методов в теоретич. физике (см. *Майера диаграммы*).



Неприводимым групповым интегралам β_n сопоставляют связные неприводимые диаграммы. Напр., β_3 соответствует сумме вкладов от связных диаграмм, изображённых на рис., где каждой молекуле сопоставляется кружок (вообще говоря, с номером молекулы), ф-циям f_{ij} сопоставляются прямые линии, проведённые между i-м и j-м кружками (f-связи). Цифра перед каждой диаграммой означает число одинаковых диаграмм, соответствующих данному числу f-связей. В. р. справедливы лишь для достаточно малых плотностей, вдали от точки конденсации, когда не образуются большие комплексы взаимодействующих молекул и β_n можно считать не зависящими от объёма V.

Вириальное разложение имеет место также для невырожденных квантовых газов, т. е. при достаточно малой плотности.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, гл. 7; Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Хилл Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960, гл. 5; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 5.

Д. Н. Зубарев.

ВИРТУАЛЬНЫЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ — то же, что *возможные перемещения*.

ВИРТУАЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ в квантовой теории — переходы физ. микросистемы из одного состояния в другое, связанные с рождением и уничтожением *виртуальных частиц*.

ВИРТУАЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ в квантовой теории — короткоживущие промежуточные состояния микросистемы, в к-рых нарушается обычная связь между энергией, импульсом и массой системы (см. *Виртуальные частицы*). Обычно возникают при столкновениях микрочастиц. Напр., при столкновении электрона с позитроном пара e^+e^- аннигилирует в адроны через виртуальный γ-квант. *Г. Я. Мякишев.*

ВИРТУАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ — кванты релятивистских волновых полей, участвующих в вакуумных флуктуациях. С общей квантовомеханич. точки зрения, В. ч. можно рассматривать как частицы, возникающие в промежуточных состояниях процессов перехода и взаимодействия частиц. В. ч. имеют те же квантовые числа, что и обычные реальные частицы и (формально) отличаются от последних тем, что для них не выполняется соотношение спец. теории относительности между энергией $\mathscr{E}$, импульсом $\boldsymbol{p}$ и массой m, $\mathscr{E}^2 - c^2 p^2 \neq m^2 c^4$. Соотношение $\mathscr{E}^2 - c^2 \boldsymbol{p}^2 = m^2 c^4$ наз. ур-нием массовой поверхности (в пространстве переменных $\mathscr{E}$, $\boldsymbol{p}$), поэтому говорят, что В. ч. не лежат на массовой поверхности. Величина отклонения В. ч. от массовой поверхности (т. е. отклонение релятивистского инварианта — квадрата 4-импульса частицы $p^2 \equiv \mathscr{E}^2 - c^2 \boldsymbol{p}^2$ от $m^2 c^4$) иногда наз. виртуальностью.

В. ч. ответственны за квантовый механизм взаимодействия частиц — именно они являются переносчиками взаимодействий. Напр., рассеяние заряж. частиц за счёт эл.-магн. взаимодействия между ними по квантовополевым представлениям осуществляется через обмен виртуальными фотонами.

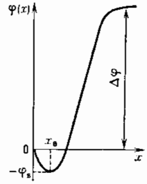
Концепция В. ч. играет важную роль в понимании внутр. структуры частиц, особенно адронов. Низкоэнергетич. картина строения адронов использует понятие «шубы» из В. ч., «облачающих» соответствующую «голую» частицу. Напр., распределение электрич. заряда на периферии протона (низкоэнергетич. электрич. *формфактор* протона) объясняется наличием оболочек виртуальных пионов, каонов и т. д. В то же время структура адронов, проявляющаяся в высокоэнергетич. *жёстких процессах* с большой передачей импульса (глубоко неупругие процессы рассеяния лептонов на адронах), объясняется с помощью *партонов*, к-рые, по совр.

представлениям, являются *кварками* и *глюонами*, находящимися в виртуальных состояниях.

В этой связи следует заметить, что содержание понятия В. ч. претерпело существ. изменение. Ещё в недалёком прошлом под В. ч. понимались, как правило, такие частицы в виртуальных состояниях (напр., фотоны, электроны, пионы), к-рые были хорошо изучены в реальных состояниях. Появился класс частиц (кварки, глюоны), к-рые принципиально не могут находиться в реальных состояниях из-за свойства конфайнмента в *квантовой хромодинамике* (см. *Удержание цвета*) и проявляются на опыте лишь как *струи адронные*, т. е. в определ. смысле В. ч. приобрели статус наблюдаемых.

Д. В. Ширков.

ВИРТУА́ЛЬНЫЙ КАТО́Д — потенциальный барьер, к-рый может возникать в потоке заряж. частиц (электронов или ионов) за счёт создаваемого ими пространственного заряда; В. к. частично пропускает, частично отражает этот поток. В. к. возникает, например, перед катодом вакуумного диода, работающего в режиме ограничения тока пространственным зарядом [1]. Если концентрация эмиттированных катодом электронов относитель-



Распределение потенциала вблизи катода при ограничении тока пространственным зарядом (ось x — расстояние от катода, ось y — потенциал), $\varphi_в$ — величина В. к.; $\Delta\varphi$—потенциал на аноде.

но велика и электрическое поле, создаваемое ими, превышает внешнее поле от приложенного положительного анодного напряжения (потенциал анода ниже потенциала, соответствующего насыщению тока), то результирующее поле тормозит эмиттируемые электроны у катода и ускоряет их в остальной части межэлектродного промежутка. Соответственно потенциал вблизи катода имеет минимум (рис.), и его миним. значение $\varphi_в$ принимается за потенциал В. к. Расстояние $x_в$ от катода до В. к. порядка *дебаевского радиуса экранирования*. При возникновении В. к. часть электронов, составляющая скорости к-рых $v_x < \sqrt{2e\varphi_в/m}$, возвращается на катод (m—масса, e—заряд электрона). Если эмиттированные электроны имеют максвелловское распределение по скоростям (напр., для термоэмиссионного катода), то ток диода при наличии В. к. равен $j = j_э \exp\left(\frac{-e\,|\varphi_в|}{kT}\right)$ ($j_э$—ток эмиссии, T—темп-ра катода). На катоде с неоднородной по поверхности работой выхода при размере неоднородностей $\Delta > x_в$ возможно образование виртуального катода только над пятнами с малой работой выхода (аномальный *Шоттки эффект*).

В. к. может возникать также в вакуумных многоэлектродных приборах при инжекции ускоренного электронного пучка в пространство между сеткой и следующим электродом [3, 4]. В. к. появляется и при эмиссии заряж. частиц в плазму в ленгмюровском слое (см. *Приэлектродные явления*) между катодом и плазмой. При большом перепаде напряжения в ленгмюровском слое $\Delta\varphi \gg kT$, kT_e (T_e — темп-ра электронов плазмы) и отсутствии столкновений в нём возникают биполярные токи [2]. При этом максимально возможный ток с катода $j = j_i\sqrt{M/m}$, где $j_i = 0{,}61n\sqrt{kT_e/M}$ — ионный ток из плазмы на катод, M—масса иона, n—концентрация плазмы на границе ленгмюровского слоя. Если эмиссия катода превышает эту величину, возникает В. к., ограничивающий ток с катода так, что $j = j_э \exp\left(\frac{-e\,|\varphi_в|}{kT}\right) = j_i\sqrt{M/m}$. При образовании В. к. в ленгмюровском слое увеличение тока с катода возможно лишь за счёт увеличения концентрации плазмы [5].

Лит.: 1) Капцов Н. А., Электроника, 2 изд., М., 1956, гл. 6; 2) Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971, гл. 1—2; 3) Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966, гл. 2; 4) Алексеев Н. Ф., Электронные и ионные приборы, ч. 1, М., 1964, гл. 3; 5) Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма, под ред. Б. Я. Мойжеса, Г. Е. Пикуса, М., 1973, гл. 9.

Ф. Г. Бакшт, А. М. Марциновский.

ВИСКОЗИМЕ́ТРИЯ (от лат. viscosus — клейкий, вязкий и греч. metréō — измеряю) — совокупность методов измерения вязкости жидкостей и газов. Приборы, используемые в В., наз. вискозиметрами. Большой диапазон значений динамич. *вязкости* η (от ~ 10^{-6} для газов до ~10^{12} Па·с для расплавов пластмасс и эластомеров) и свойств исследуемых сред обусловили разнообразие методов В. и вискозиметров, позволяющих измерять η при темп-рах от неск. К до св. 1500 К и давлениях до 1 ГПа, а также η сжиженных газов и расплавленных металлов, агрессивных, ядовитых или нестабильных сред, η жидкостей в живом организме или в аппаратуре непосредственно в ходе технол. процесса и т. д.

Классификация методов В. основана на геом. особенностях ламинарного течения, создаваемого для измерения η. Наиб. широко распространена капиллярная В., в к-рой измеряется время истечения определ. объёма Q вещества через калиброванный капилляр под действием пост. давления p; по ф-ле Пуазёйля $\eta = \pi r^4 p\,(8lQ)$, где r — радиус, l — длина капилляра. Ф-ла Пуазёйля справедлива для установившегося изотермич. потока в капилляре неогранич. длины, поэтому на практике приходится вводить поправки, отражающие специфич. особенности течения на входе капилляра и на выходе из него, изменение скорости струи, тепловые эффекты и т. д.

При ротационной В. исследуемое вещество помещают между двумя коаксиальными цилиндрами или сферами или между плоскостью и конусом, ось вращения к-рого перпендикулярна плоскости, а вершина касается её. Одна из этих поверхностей вращается с частотой Ω и через вещество крутящий момент M передаётся др. поверхности; в этом случае $\eta = CM/\Omega$, где C — приборная константа, выражающаяся через геом. размеры прибора — ротационного вискозиметра.

В методе падающего шарика измеряют скорость v установившегося движения шарика под действием силы тяжести, причём $\eta = K(\rho - \rho_0)/v$, где ρ — плотность материала шарика, ρ_0 — плотность жидкости (газа), K — приборная константа. Шарик может заменяться цилиндром или телом др. формы, а также катиться по стенке трубки, заполненной средой.

Вязкость измеряют также по сдвигу параллельных пластин, между к-рыми помещено исследуемое вещество. В этом случае η определяется скоростью v движения одной из пластин относительно другой под действием силы F: $\eta = Fh/Sv$, где h — расстояние между пластинами, S — площадь контакта образца с пластинами.

Вибрационные методы В. основаны на измерении сопротивления периодич. колебаниям твёрдого тела в исследуемой среде либо скорости затухания колебаний выведенного из равновесия твёрдого тела, закреплённого на упругом подвесе и помещённого в исследуемую среду. Способы расчёта η по результатам вибрац. измерений зависят от конкретной геом. схемы прибора.

К наиб. распространённым условным методам В. относится измерение скорости истечения исследуемой жидкости из воронки с калиброванным отверстием, определение крутящего момента при вращении шпинделя с наконечником произвольной конфигурации, помещённым в исследуемое вещество, и др.

Наиб. трудности В. связаны с измерением вязкости т. н. аномально вязких продуктов (псевдопластичных сред, η к-рых уменьшается с ростом скорости сдвига, тиксотропных жидкостей, η к-рых зависит от продолжительности деформирования и т. д.). В этих случаях условия измерений η строго нормируются, а вискозиметры позволяют выполнять измерения в широких диапазонах варьирования условий течения. Расчётные методы перехода от результатов измерений к абс. характеристикам свойств вещества существенно усложняются, а относит. методы В. становятся малопригодными из-за утраты подобия течения эталонного и исследуемого вещества.

Лит.: Малкин А. Я., Чалых А. Е., Диффузия и вязкость полимеров. Методы измерения, М., 1979; Experimental methods of polymer physics, Moscow, 1983. *А. Я. Малкин.*

ВИСМУТ (Bismuthum), Bi,— хим. элемент V группы периодич. системы элементов, ат. номер 83, ат. масса 208,9804. Имеет один стабильный нуклид ^{209}Bi; как члены естеств. радиоакт. рядов в природе встречаются короткоживущие ^{210}Bi, ^{211}Bi, ^{212}Bi, ^{214}Bi, ^{215}Bi. Конфигурация внеш. электронных оболочек $6s^2p^3$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 7,289; 16,74; 25,57; 45,3; 56,0 эВ. Металлич. радиус 0,182 нм, радиус иона Bi^{3+} 0,120 нм, иона Bi^{3-} 0,213 нм. Значение электроотрицательности 1,9.

В свободном виде — серебристый металл с розоватым оттенком, кристаллич. решётка ромбоэдрическая с параметрами $a=0,47457$ нм и $\alpha=57°14'\ 13''$, плотность 9,80 кг/дм^3, $t_{пл}=271,4$°С, $t_{кип}=1552$ °С. Уд. теплоёмкость 0,129 кДж/кг·К (20 °С), теплота плавления 11,38 кДж/моль, теплота испарения 179 кДж/моль, коэф. линейного расширения $13,37\cdot10^{-6}$, уд. теплопроводность 8,41 Вт/м·К (20 °С). Уд. сопротивление 1,068 мкОм·м (0 °С; сильно возрастает в магн. поле). Диамагнитен, магн. восприимчивость $-1,34\cdot10^{-9}$ (самая низкая среди диамагн. металлов). При комнатной темп-ре хрупок, тв. по Бринеллю 94,2 МПа. При плавлении уменьшается в объёме на 3,27%. Сечение захвата тепловых нейтронов ^{209}Bi мало ($3,4\cdot10^{-30}$м^2).

В хим. соединениях проявляет степени окисления −3, +2, +3 (наиб. типична), +5. Во влажном воздухе покрывается тонким слоем оксида.

В. используют для изготовления легкоплавких сплавов (напр., сплава Вуда с $t_{пл}=70$°). Жидкий В. может применяться в качестве теплоносителя в ядерных реакторах. Проволока из В. используется в приборах для измерения напряжённости магн. поля (висмутовая спираль). Из теллурида В. Bi_2Te_3 изготовляют термоэлектрогенераторы. В качестве радиоакт. меток используют радионуклиды, распад к-рых происходит по типу электронного захвата и испускания β^+-частиц ^{210}Bi ($T_{1/2}=15,2$ сут), ^{206}Bi ($T_{1/2}=6,243$ сут), ^{207}Bi ($T_{1/2}=33,4$ года). *С. С. Бердоносов.*

ВИХРЕВО́Е ДВИЖЕ́НИЕ — движение жидкости или газа, при к-ром мгновенная скорость вращения элементарных объёмов среды не равна всюду тождественно нулю. Количественной мерой завихрённости служит вектор $\boldsymbol{\omega}=\mathrm{rot}\,\boldsymbol{v}$, где $\boldsymbol{v}$ скорость жидкости; $\boldsymbol{\omega}$ наз. в е к т о р о м в и х р я или просто з а в и х р ё н н о с т ь ю. Эквивалентной мерой завихрённости, более удобной в теоретич. построениях, является антисимметрич. часть *тензора* градиента скорости $\boldsymbol{\Omega}={}^1/_2(\nabla\boldsymbol{v}-\nabla\boldsymbol{v}^T)$. В декартовых координатах x_1, x_2, x_3 связь компонент вектора $\boldsymbol{\omega}$ и тензора $\boldsymbol{\Omega}$ даётся выражениями

$$\omega_1=2\Omega_{23},\quad \omega_2=2\Omega_{31},\quad \omega_3=2\Omega_{12},$$
$$\Omega_{ij}={}^1/_2\,(\partial v_i/\partial x_j-\partial v_j/\partial x_i).$$

Движение наз. б е з в и х р е в ы м или п о т е н ц и а л ь н ы м, если $\omega=0$, в противном случае имеет место В. д.

Векторное поле вихря удобно характеризовать нек-рыми геом. образами. В и х р е в о й л и н и е й наз. линия, касательная к к-рой в каждой точке направлена по вектору вихря; совокупность вихревых линий, проходящих через замкнутую кривую, образует в и х р е в у ю т р у б к у. Поток вектора вихря через любое сечение вихревой трубки одинаков; он наз. интенсивностью вихревой трубки и равен *циркуляции скорости* Γ по произвольному контуру C, однократно охватывающему вихревую трубку (рис. 1), $\Gamma=\oint\limits_C \boldsymbol{v}d\boldsymbol{s}$.

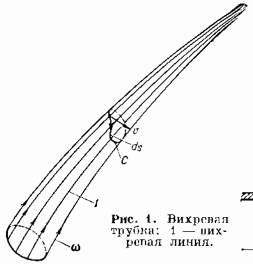


Рис. 1. Вихревая трубка: *l* — вихревая линия.

За редкими исключениями движение жидкости или газа почти всегда бывает вихревым. Так, вихревым является *ламинарное течение* в круглой трубе, когда скорость распределена по параболич. закону (рис. 2), течение в пограничном слое при плавном обтекании тела и в следе за плохообтекаемым телом, вихревой характер носит любое *турбулентное течение*. В этих условиях выделение

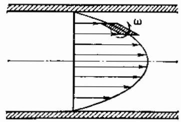


Рис. 2. Вращение элемента жидкости при ламинарном движении в круглой трубе.

класса В. д. оказывается осмысленным, благодаря тому, что при преобладании инерц. сил над вязкими (при очень больших *Рейнольдса числах Re*) типична локализация завихрённости в обособленных массах жидкости — вихрях или вихревых зонах. Примерами вихрей в природе являются смерчи, циклоны; в океанах, в частности, «ринги» Гольфстрима; в атмосферах планет, напр., Красное пятно Юпитера, к-рое представляет собой гигантский вихрь диам. ок. 25000 км.

Согласно классич. теоремам Гельмгольца, в предельном случае движения невязкой жидкости, плотность к-рой постоянна или зависит только от давления (в предположении баротропии), в потенц. силовом поле вихревые линии вморожены в среду, т. е. в процессе движения они состоят из одних и тех же частиц жидкости — являются материальными линиями. Вихревые трубки при этом также оказываются вмороженными в среду, а их интенсивность сохраняется в процессе движения. Сохраняется также циркуляция скорости по любому контуру, состоящему из одних и тех же частиц жидкости (т е о р е м а К е л ь в и н а). В частности, если при движении область, охватываемая данным контуром, сужается, то интенсивность вращат. движения внутри него возрастает. Это важный механизм концентрации завихрённости, реализующийся при вытекании жидкости из отверстия в дне сосуда («ванны»), при образовании водоворотов вблизи нисходящих потоков в реках и определяющий образование циклонов и тайфунов в зонах пониженного атм. давления, в к-рые происходит подтекание («конвергенция») воздушных масс.

Рис. 3. Образование кольцевого вихря при подъёме термика.

В жидкости, находившейся в состоянии покоя или потенц. движения, вихри возникают либо из-за нарушения баротропии, напр. образование кольцевых вихрей при подъёме нагретых масс воздуха — «термиков» (рис. 3), либо из-за взаимодействия с твёрдыми телами.

Если обтекание тела происходит при больших Re, завихрённость порождается в узких зонах проявления вязких эффектов — в *пограничном слое*, а затем сносится в осн. поток, где формирует отчётливо видимые вихри, нек-рое время эволюционирующие и сохраняющие свою индивидуальность. Особенно эффектно это вроявляется в образовании за плохообтекаемым телом регулярной вихревой дорожки Кармана (рис. 4). Вихреобразование в следе за плохообтекаемым телом определяет осн. часть лобового сопротивления тела, а образование вихрей у концов крыльев летат. аппаратов вызывает дополнительное, т. н. *индуктивное сопротивление*.

При анализе динамики вихрей и их взаимодействия с внешним безвихревым потоком часто используется модель сосредоточенных вихрей — вихревых нитей, представляющих собой вихревые трубки конечной интенсивности, но бесконечно малого диаметра. Вблизи вихревой нити жидкость движется относительно неё по

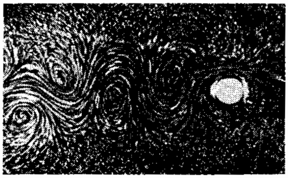


Рис. 4. Фотография вихревой дорожки Кармана за движущимся цилиндром.

окружностям, причём индуцированная скорость обратно пропорциональна расстоянию от нити, $v=\Gamma/2\pi r$. Если ось нити прямолинейна, это выражение верно для любых расстояний от нити («потенциальный вихрь»). В сечении нормальной плоскостью это течение соответствует точечному вихрю. Система точечных вихрей образует консервативную динамич. систему с конечным числом степеней свободы, во многом аналогичную системе взаимодействующих частиц. Сколь угодно малое возмущение первоначально прямолинейных вихревых нитей приводит к их искривлению с бесконечными скоростями. Поэтому в расчётах их заменяют вихревыми трубками конечной завихрённости. Узкая область завихрённости, разделяющая две протяжённые области безвихревого движения, моделируется вихревой пеленой — поверхностью, выстланной вихревыми нитями бесконечно малой интенсивности, так что суммарная их интенсивность на единицу длины по нормали к ним вдоль поверхности постоянна. Вихревая поверхность представляет собой поверхность разрыва касат. компонент скорости; она неустойчива по отношению к малым возмущениям.

В вязкой жидкости происходит выравнивание — «диффузия» локализов. завихрённости, причём роль коэф. диффузии играет кинематич. вязкость жидкости ν. При этом эволюция завихрённости определяется ур-нием

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt}=(\boldsymbol{\omega}\nabla)\,\boldsymbol{v}+\nu\nabla^2\boldsymbol{\omega}.$$

При больших Re движение турбулизуется, и «диффузия завихрённости» определяется много большим коэф. эффективной турбулентной вязкости, не являющимся константой жидкости и сложным образом зависящим от характера движения. Ввиду того, что крупные вихри в значит. мере определяют перенос на большие расстояния примеси в атмосфере и океане, динамика турбулентных вихрей — одна из наиб. интенсивно изучаемых нерешённых задач гидродинамики.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, 6 изд., ч. 1, М., 1963; Седов Л. И., Механика сплошной среды, т. 1—2, 4 изд., М., 1983—84; Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Проблемы гидродинамики и их математические модели, 2 изд., М., 1977; Бэтчелор Дж., Введение в динамику жидкости, пер. с англ., М., 1973. *В. М. Ентов.*

ВИХРЕВЫ́Е ТО́КИ — то же, что *Фуко токи*.

ВИХРЬ — то же, что *ротор*.

ВИЦИНА́ЛЬ (лат. vicinalis, от vicinus — соседний, близкий, сходный) — пологий пирамидальный холмик или ямка на грани кристалла. В. возникает на грани в точке выхода винтовой *дислокации*. Разл. граням кристалла свойственны В. разл. формы, что позволяет определять *симметрию кристалла*.

ВКБ-МЕ́ТОД — способ приближённого решения обыкновенного дифференц. ур-ния $u''(x)+g(x)u(x)=0$. К такому виду приводятся мн. ур-ния, описывающие стационарный волновой процесс в среде, свойства к-рой определяются гладкой ф-цией $g(x)$. Важнейшим примером является одномерное *Шрёдингера уравнение*, для к-рого ВКБ-м. и предложен в 1926 Г. Венцелем (G. Wentzel), X. Крамерсом (H. Kramers) и Л. Бриллюэном (L. Brillouin) (подробнее см. *Квазиклассическое приближение*). Ранее этот метод встречался в работах Ж. Лиувилля (J. Liouville) и Дж. Грина (G. Green) в 1837 и Рэлея (Дж. У. Стретта) (Rayleigh, J. W. Strutt) в 1912. ВКБ-м. наз. также методом Лиувилля — Грина и методом фазового интеграла. ВКБ-м. применён к разл. задачам распространения волн. Существуют обобщения ВКБ-м. для многомерных задач (напр., *геометрической оптики метод*).

Лит.: Фрёман Н., Фрёман П. У., ВКБ-приближение, пер. с англ., М., 1967; Федорюк М. В., Асимптотические методы для линейных обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1983.

ВЛА́ЖНОСТЬ ВО́ЗДУХА — содержание в воздухе водяного пара. Его гл. источники — испарение с поверхности океанов, морей, водоёмов, влажной почвы и растений. Образовавшийся водяной пар переносится вверх турбулентностью и конвекцией, а по горизонтали — ветром. Под влиянием разл. процессов водяной пар конденсируется, образуя туманы, облака, осадки и наземные гидрометеоры: росу, иней и т. д. В. в. измеряется гигрометрами и психрометрами. Интенсивно развиваются дистанц. методы определения В. в. (в т. ч. с борта самолётов и метеорологич. ИСЗ) лазерными и радиометрич. приборами.

Для количеств. оценки В. в. используются: упругость (парциальное давление) водяного пара e, измеряется в тех же единицах, что и давление воздуха p; относительная В. в. $f=(e/E)$ 100% (E — упругость пара, насыщающего воздух при данной темп-ре); дефицит влажности $d=E-e$; массовая доля влаги (ранее уд. влажность) q — отношение массы водяного пара к массе влажного воздуха в том же объёме $q=0{,}622\ e/(p-0{,}378e)$ [г/г]; абсолютная влажность a — кол-во водяного пара в г в 1 м^3 воздуха. При e, выраженной в гПа, $a=217\ e/T$ (T — абс. темп-ра); массовое отношение влаги (ранее отношение смеси) $m=0{,}622e/(p-e)$ — кол-во водяного пара в сухом воздухе в г/г. В метеорологии В. в. часто характеризуют также темп-рой точки росы (τ) — темп-рой, при к-рой воздух, если его изобарически охладить, становится насыщенным водяным паром.

В атмосфере в ср. содержится $1{,}24\cdot10^{16}$ кг водяного пара, т. е., сконденсировавшись, он мог бы образовать «слой осаждённой воды» толщиной 2,4 см. Значения E, а значит, и фактич. кол-во водяного пара быстро убывает с понижением темп-ры. Поэтому для атмосферы типично уменьшение кол-ва водяного пара от экватора к полюсам и очень быстрое его уменьшение по мере увеличения высоты над Землёй. У её поверхности ср. содержание водяного пара по объёму составляет у экватора 2,6%, а в полярных районах 0,2%. От подстилающей поверхности до высоты 1,5—2 км ср. содержание водяного пара уменьшается вдвое. Выше тропопаузы воздух очень сух, и вплоть до высоты 30 км в ср. $q\approx2{,}6\cdot10^{-6}$ г/г, а f обычно не превышает неск. процентов. Лишь изредка В. в. в стратосфере может быть гораздо большей. Так, на высотах 17—32 км иногда образуются перламутровые (стратосферные) облака, что свидетельствует о наличии насыщающей В. в.

Вода в атмосфере при $t \geqslant 0$ °С может быть в газообразной и жидкой фазах, а при отрицат. темп-рах—в газообразной, жидкой (переохлаждённой вплоть до —35—40 °С), и твердой (лёд). Важной особенностью водяного пара является то, что его насыщающая упругость над переохлаждённой водой ($E_в$) больше, чем надо льдом ($E_л$) (табл.). Значение $\Delta E = E_в - E_л$ максимально при $t = -12$ °С ($\Delta E = 0{,}269$ гПа). То, что $E_л < E_в$, играет большую роль в эволюции переохлаждённых облаков, способствуя переконденсации воды с капель на кристаллы, чем облегчается образование частиц осадков.

В табл. для разл. темп-р воздуха приведены значения E, a и m при насыщении над гладкой поверхностью воды (числитель) и льда (знаменатель) при $p = 1000$ гПа.

t, °С	E, гПа	a, г/м³	m, г/кг
−30	0,509/0,380	0,453/0,338	0,318/0,236
−20	1,254/1,031	1,073/0,883	0,784/0,642
−10	2,852/2,597	2,357/2,138	1,793/1,620
0	6,107/6,106	4,844/4,844	3,838/3,838
10	12,271/—	9,390/—	7,761/—
20	23,371/—	17,270/—	14,951/—
30	42,427/—	30,330/—	27,693/—

Фазовые переходы воды сопровождаются выделением или поглощением тепла, поэтому они играют огромную роль в энергетике и термодинамике атмосферы. Поскольку водяной пар имеет в ИК-части спектра неск. полос поглощения, В. в. сильно влияет на *тепловой баланс атмосферы*. Наиб. интенсивные полосы поглощения находятся на длинах волн $\lambda = 5{,}5-7{,}0$ мкм и $\lambda > 17$ мкм.

Лит.: Психрометрические таблицы, 2 изд., Л., 1981; Международные метеорологические таблицы, I—II серии, Обнинск, 1975; Матвеев Л. Т., Курс общей метеорологии. Физика атмосферы, 2 изд., Л., 1984; Мазин И. П., Шметер С. М., Облака, строение и физика образования, Л., 1983; Хргиан А. Х., Физика атмосферы, М., 1986. *С. М. Шметер.*

ВЛА́СОВА УРАВНЕ́НИЯ — система самосогласованных ур-ний для одночастичных ф-ций распределения электронов и ионов полностью ионизованной плазмы и ур-ний Максвелла для ср. напряжённостей электрич. и магн. полей. Широко используется для описания процессов в разреженной плазме, когда характерные временной T и пространственный L масштабы плазмы много меньше времени $\tau_{рел}$ и длины $l_{рел}$ релаксации, к-рые определяются плотностью заряж. частиц и их столкновениями (корреляциями флуктуаций). В. у. соответствуют нулевому приближению по параметрам $T/\tau_{рел}$ и $L/l_{рел}$. Это означает, что диссипативные процессы, обусловленные корреляциями (столкновениями) заряж. частиц, не рассматриваются, плазма бесстолкновительная.

В. у. обратимы; энтропия замкнутой системы в приближении В. у. постоянна. В силу условия $L \ll l_{рел}$ В. у. используются для описания процессов лишь в огранич. системах. Реальные диссипативные граничные условия могут быть учтены введением эффективных интегралов столкновений с характерными параметрами $\tau_{рел}^{эфф}$, $l_{рел}^{эфф}$. В. у. применяются и для описания турбулентных свойств плазмы, когда возникает рассеяние частиц на волнах. Подробнее см. *Кинетические уравнения* для плазмы.

Ю. Л. Климонтович.

ВМОРО́ЖЕННОСТЬ МАГНИ́ТНОГО ПО́ЛЯ — один из эффектов, характерных для жидких и газообразных сред, обладающих высокой (в идеале — бесконечной) проводимостью σ и движущихся поперёк магн. поля H (напр., для жидких металлов и плазмы). В этих условиях магн. силовые линии и частицы среды жёстко связаны друг с другом; можно сказать, что магн. силовые линии как бы вморожены в среду, перемещаясь вместе с ней.

В. м. п. основана на том, что в идеально проводящей среде индуцируемое движением среды электрич. поле должно быть равно нулю, иначе, в соответствии с законом Ома, в среде возник бы бесконечный ток, что невозможно. Поэтому, в силу закона об эл.-магн. индукции Фарадея, бесконечно проводящая среда не должна пересекать силовые линии магн. поля; иначе говоря, магн. поток $\Phi = \int \boldsymbol{H} d\boldsymbol{S}$ через поверхность S, опирающуюся на произвольный контур, движущийся вместе со средой, остаётся постоянным ($d\boldsymbol{S}$ — векторный элемент поверхности, направленный по нормали к ней). Сохранение магн. потока через поверхность S приводит к тому, что движущиеся поперёк магн. поля частицы среды «потянут» за собой силовые линии магн. поля, к-рые окажутся, т. о., вмороженными в среду в процессе её движения.

В. м. п. характерна для сред с высоким магн. числом Рейнольдса $R = LV/\nu_г$, где L и V — характерный масштаб и характерная скорость течения среды, $\nu_г = c^2/4\pi\sigma$ — магнитная вязкость. Если $R \gg 1$, т. е. $LV \gg c^2/4\pi\sigma$, то магн. поле вморожено в среду (напр., в плазму). Эти условия обычно выполняются в плазме *солнечного ветра* (большие L), в высокотемпературной плазме (большие σ).

В. м. п. во мн. случаях позволяет, не прибегая к громоздким расчётам, с помощью простых представлений получить качеств. картину течений среды и деформаций магн. поля. См. также *Магнитная гидродинамика*.

С. С. Моисеев.

ВНЕАТМОСФЕ́РНАЯ АСТРОНО́МИЯ — раздел наблюдательной астрономии, использующий для исследований космич. объектов приборы, вынесенные за пределы земной атмосферы. Методы В. а. применяются преим. для исследований в УФ-, рентг. и гамма-диапазонах, т. к. земная атмосфера для космич. эл.-магн. излучения в этих диапазонах непрозрачна: УФ- и рентг. излучения поглощаются в зависимости от длины волны на высотах 150—80 км, а фотоны жёсткого рентгеновского излучения и гамма-излучения с энергией $\varepsilon \gtrsim 10-20$ кэВ достигают высот ≈ 40 км (см. *Прозрачность земной атмосферы*).

В. а. родилась в кон. 40-х гг. 20 в., когда в США и СССР были начаты исследования Солнца в УФ- и рентг. областях спектра при помощи ракет, способных достигать высот св. 100 км и поднимать астр. инструменты весом до 1 т. В сер. 60-х гг. начались внеатм. исследования др. источников космических рентгеновских и гамма-излучений.

С помощью УФ- и рентг. аппаратуры, установленной на ракетах, достигавших высот от 100 до 500 км (а изредка и бо́льших), были сделаны первые открытия: обнаружены дискретные источники рентг. излучения (неск. десятков), исследованы УФ-спектры ярких звёзд ранних спектральных классов, обнаружен УФ-фон неба и спектральной линии водорода L_α.

В принципе, вынос телескопа за пределы земной атмосферы позволяет достичь предельного для данного телескопа углового (пространственного) разрешения ρ, обусловленного лишь дифракцией излучения на входном отверстии телескопа ($\rho = 206265\ \lambda/D$ угл. секунд, где λ — длина волны, D — апертура телескопа; см. *Разрешающая способность* оптических приборов). Разрешение наземных телескопов, ограниченное «дрожанием» атмосферы, редко бывает меньше 1″, что соответствует значению ρ телескопа всего лишь с $D \sim 10$ см (для $\lambda=5000$ Å). Наконец, мн. астрофиз. проблемы требуют для своего решения доставки приборов непосредственно к объекту исследования (планеты Солнечной системы, межпланетная среда, солнечный ветер, кометы и т. д.). Каждая из этих проблем породила самостоят. научное направление: исследования *Венеры* спускаемыми и пролётными аппаратами, включая радиолокац. картографирование этой планеты (СССР и США); изучение поверхности и атмосферы Марса и его спутников (СССР, США); исследования Юпитера, Сатурна и их спутников (США). Особенно большой объём ценнейшей информации был получен 16 сов. межпланетными космич. аппаратами (КА) «Венера» (1961—84), двумя амер. КА «Викинг» (исследования Марса и его спутников в 1976—82), космич. станциями «Вояджер-1 и 2» при их пролёте вблизи систем Юпитера и Сатурна (США, запущены в 1977).

Новая эпоха во В. а. началась с запусками на околоземную орбиту специализир. астр. ИСЗ, оснащённых высокоточной системой наведения и пространств. стабилизации (с точностью до 0,03"). В области рентг. В. а. следует выделить спутники «Ухуру» (США, с 1970), «САС-3» (США, с 1975), «ХЕАО-1» и «ХЕАО-2» (обсерватория им. Эйнштейна) (США, 1978—81), «АНС» (Нидерланды, с 1974), «УК-5» (Великобритания, с 1974), «Астрон» (СССР, с 1983) и японские «Хакутё» (с 1979) и «Тенма» («Астро-Б», с 1983). Среди наиб. ценных результатов, полученных рентг. В. а.: открытие одиночных и входящих в двойные системы *нейтронных звёзд* с периодами собственного вращения от 0,033 до 1000 с; составление каталогов, включающих тысячи рентг. источников; открытие горячего (10^7—10^8 К) *межгалактического газа* в скоплениях галактик, имеющего плотность 10^{-3}—10^{-4} атомов/см^3 и нормальный хим. состав; обнаружение «кандидатов» в *чёрные дыры*; детальное исследование внегалактич. источников (ядер активных и сейфертовских галактик, *квазаров*); открытие рентг. источников в неск. ближайших галактиках; обнаружение рентг. излучения корон нормальных звёзд и др. (подробнее см. *Рентгеновская астрономия*).

В УФ-области ($\lambda=1000$—3500 Å) особую роль сыграли ИСЗ «Коперник» (США), междунар. спутник «IUE» (США и ряд стран Европы, с 1977) и «Астрон» (СССР) с телескопами диам. 45—90 см. В этом диапазоне спектра проводилось: детальное исследование хим. состава и физ. условий в межзвёздной среде; обнаружение и исследование молекулярного водорода в плотных и холодных облаках межзвёздного газа; обнаружение горячей газовой короны Галактики; детальное исследование распределения водорода (и гелия) в окрестностях Солнечной системы, изучение спектров неск. тысяч звёзд с высоким спектральным разрешением, а также исследования УФ-спектров ядер галактик и квазаров (см. *Ультрафиолетовая астрономия*). В США намечен запуск на орбиту ИСЗ оптич. телескопа им. Эдвина Хаббла диам. 2,4 м с пространственным разрешением до 0,01" и проницающей способностью вплоть до 29—30^m; его астрометрич. точность превысит 0,001", срок службы $\gtrsim$ 10 лет. В ИК-области важные результаты получены ИСЗ «ИРАС» (США, Нидерланды, Великобритания, 1983). По данным аппаратуры этого спутника составлен каталог $\sim 10^6$ ИК-источников, излучающих в диапазоне длин волн от 1 до 100 мкм (см. *Инфракрасная астрономия*). В миллиметровом диапазоне длин волн советским ИСЗ «Прогноз» исследовались реликтовое излучение и его флуктуации.

Космич. излучение с энергией гамма-фотонов $\varepsilon \gtrsim$ $\gtrsim 100$ МэВ исследовалось со спутников «САС-2» (США, с 1972) и «КОС-Б» (ряд стран Западной Европы, запущен в 1975). Обнаружены ок. 20 дискретных источников гамма-излучения (из к-рых отождествлено лишь 3) и протяжённая область эмиссии вдоль плоскости Галактики (см. *Гамма-астрономия*).

Следует отметить исследования *гамма-всплесков*, природа к-рых до сих пор окончательно не выяснена. Из десятка источников гамма-излучения, координаты к-рых определены с точностью от 5" до 10', ни один надёжно не отождествлён с известными астр. объектами. В. а. развивается по пути создания специализир. тяжёлых спутников Земли, оснащённых высокоточной системой астроориентации и уникальными астр. инструментами. Уже сейчас примерно 50% астрономической информации поступает от приборов, установленных на ИСЗ.

В. Г. Курт.

ВНЕЗА́ПНЫХ ВОЗМУЩЕ́НИЙ МЕ́ТОД — приближённый способ нахождения и описания осн. характеристик вероятностей квантовых переходов в процессах быстрых столкновений (процессах «встряски»). Под процессами встряски понимаются такие процессы, для к-рых характерные времена столкновения τ достаточно малы по сравнению с обратными частотами ω в невозмущённой системе: $\omega\tau \ll 1$ [1, 2]. В отличие от др. предельного случая — *адиабатического возмущения*, вероятности возбуждения системы при внезапном внеш. воздействии могут достигать величины порядка единицы.

Из всевозможных процессов встряски выделяют два крайних случая: типа рассеяния и типа включения [3, 4]. Встряска типа рассеяния — это процесс, в к-ром в течение короткого времени τ действует возмущение $\hat{V}(t)$, а при $t \to \pm\infty$ полный гамильтониан системы совпадает с невозмущённым гамильтонианом $\hat{H}_0$. Во встряске типа включения за короткое время τ гамильтониан системы изменяется от нек-рого нач. значения $\hat{H}_i$ до конечного $\hat{H}_f (\neq \hat{H}_i)$. Амплитуда перехода $\mathfrak{M}$ между стационарными состояниями этих гамильтонианов в нулевом порядке по $\omega\tau$ по встряске типа включения (в нулевом порядке по $V\tau/\hbar$) [1, 2]

$$\mathfrak{M}_{fi}^{00} = \langle f | i \rangle \qquad (1)$$

представляет собой коэф. переразложения нач. волновой ф-ции по конечным. Чтобы вероятности соответствующих переходов стали близкими к единице, во встряске типа включения достаточно изменить гамильтониан на величину порядка его самого.

Классический пример применения В. в. м. для вычисления вероятностей квантовых переходов во встряске типа включения — расчёты возбуждения и ионизации атомов при бета-распаде ядер. В теории атомных столкновений он используется при исследовании двухэлектронных радиационных, а также трёх-, четырёх- (и более) частичных Оже-переходов в сложных атомах [5].

Описание встряски типа включения в нулевом порядке по $\omega\tau$ является относительно простым, и независимо от деталей процесса изменения гамильтониана вероятности переходов определяются квадратом модуля амплитуды (1). Расчёт же амплитуды перехода в высших порядках по $\omega\tau$ требует исследования общего случая встряски — и со скачком гамильтониана, и с толчком $\hat{V}(t)$ [4]. Математически эта задача сводится к решению задачи об эволюции системы в процессе встряски типа рассеяния. Для нахождения вероятностей переходов во встряске типа рассеяния оператор взаимодействия $\hat{W}(t)$ в представлении взаимодействия раскладывают в ряд по степеням параметра $\omega\tau$ вблизи момента встряски t_0. При этом решение ур-ния для оператора временной эволюции $\hat{S}(t, t')$ в представлении взаимодействия также имеет вид разложения по $\omega\tau$. Если операторы $\hat{V}(t)$, взятые в разные моменты времени, коммутируют между собой, то в нулевом порядке по $\omega\tau$ амплитуда перехода между стационарными состояниями $|i\rangle$ и $|f\rangle$ гамильтониана $\hat{H}_0$ равна

$$\mathfrak{M}_{fi}^{0} = \langle f | \hat{S}_0(+\infty, -\infty) | i \rangle \sim$$

$$\sim \langle f | \exp \times \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt\, \hat{V}(t) \right] | i \rangle. \qquad (2)$$

Если операторы $\hat{V}(t)$, взятые в разные моменты времени, не коммутируют, то амплитуда перехода во встряске типа рассеяния находится с помощью *Магнуса разложения* и в общем случае представляет собой экспоненту, содержащую бесконечное число кратных интегралов от коммутаторов типа $[\hat{V}(t),\ \hat{V}(t')]$. В этом проявляется специфика встряски типа рассеяния, её сложность по сравнению со случаем включения, т. к. даже за короткое время структура взаимодействия оказывает существ. влияние на амплитуду перехода. В отличие от встряски типа включения, во встряске типа рассеяния для того, чтобы вероятности переходов стали ~ 1, требуется достаточно сильное возмущение для выполнения неравенства $V\tau \gtrsim \hbar$.

Практически наиб. важными примерами встряски типа рассеяния являются процессы *кулоновского возбуждения ядра* тяжёлыми ионами, кулоновского возбуждения атомов быстрыми нейтр. атомами и атомарными ионами и многочисл. процессы колебательно-вращат. возбуждения молекул в столкновениях с электронами и тяжёлыми частицами. К общему случаю встряски относится задача о влиянии прямого кулоновского возбуждения на вероятности атомных переходов при бета-распаде ядер и др. ядерных реакциях.

Во всех областях физики встречаются процессы, к-рые можно рассматривать как быструю передачу импульса связанной квантовой системе. К ним относятся рассеяние жёсткого эл.-магн. излучения, нейтронов или электронов высоких энергий атомами и атомными ядрами, ядерный бета-распад, *Мёссбауэра эффект* и др. Анализ таких процессов показывает, что в системах, обладающих стационарными состояниями, вероятности переходов, стимулированных передачей импульса $\boldsymbol{q}$, содержат в себе квадрат модуля амплитуды (формфактора) [3, 4]:

$$M_{fi} = \langle f \,|\, \exp[i\boldsymbol{qr}/\hbar] \,|\, i \rangle, \tag{3}$$

зависящего лишь от свойств невозмущённой системы и величины $\boldsymbol{q}$, но не от деталей протекания процесса передачи импульса. Подобная универсальность, позволяющая дать единое, унифицир. описание мн. явлений в совершенно разных физ. проблемах, связана с очень быстрой передачей импульса, так что для её описания достаточно ограничиться нулевым по $\omega\tau$ приближением (2). В высших порядках по $\omega\tau$ такая универсальность пропадает, поскольку в каждом конкретном процессе обобщение формфакторного подхода обладает своими специфич. особенностями. Математически это выражается в появлении в ф-лах для амплитуд переходов коммутаторов, содержащих гамильтониан невозмущённой системы. Однако если процесс передачи импульса можно трактовать как встряску типа включения, то на коммутационные соотношения в нулевом порядке по $\omega\tau$ не накладывается никаких ограничений.

При условии, что системе в результате столкновения за короткое время передаётся импульс $\boldsymbol{q}$, независимо от физ. природы процесса встряски, вероятности переходов определяются величиной параметра [3, 4]

$$N = q\delta R/\hbar, \tag{4}$$

где δR — неопределённость в координатах, обусловленная относительно медленными движениями в невозмущённой системе.

Имеется ряд задач, в к-рых В. в. м., приспособленный для вычисления вероятностей переходов между стационарными состояниями квантовой системы, непосредственно не применим. Примерами таких процессов являются вынужденные эффекты испускания (поглощения) квантов внеш. лазерного поля, происходящие на фоне осн. процесса — фотоэффекта, бета-распада, излучения или поглощения электроном жёсткого кванта, рассеяния электрона на атоме, комптон-эффекта и т. д. Для их исследования удобнее рассматривать полуклассич. временную картину столкновения, считая, что встряска электрона происходит с одинаковой вероятностью в любой момент времени [3]. Во всех явлениях такого рода, когда встряска состоит в быстрой передаче импульса электрону в первой стадии процесса, вероятности вынужденных эффектов определяются величиной параметра (4), в к-ром под δR понимается теперь амплитуда колебаний электрона во внеш. лазерном поле. В тех случаях, когда параметр N не содержит постоянной Планка (напр., в процессах излучения и рассеяния света классич. электроном), соответствующие вынужденные эффекты имеют классич. объяснение при любом числе испускаемых (поглощаемых) лазерных квантов.

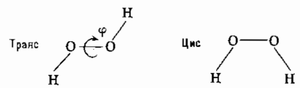
Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; 2) Мигдал А. Б., Качественные методы в квантовой теории, М., 1975; 3) Дыхне А. М., Юдин Г. Л., Вынужденные эффекты при «встряске» электрона во внешнем электромагнитном поле, «УФН», 1977, т. 121, с. 157; 4) их же, «Встряхивание» квантовой системы и характер стимулированных им переходов, там же, 1978, т. 125, с. 377; 5) Матвеев В. И., Парилис Э. С., Встряска при электронных переходах в атомах, там же, 1982, т. 138, с. 573.

А. М. Дыхне, Г. Л. Юдин.

ВНЕСИСТЕМНЫЕ ЕДИНИЦЫ — единицы физ. величин, не входящие ни в одну из существующих систем единиц, а также не входящие в СИ, но допускаемые к применению наравне с единицами этой системы. В.е. можно разделить на независимые (определяемые без помощи др. единиц, напр. градус Цельсия, бел) и произвольно выбранные, но выражаемые нек-рым числом др. единиц (напр., атмосфера, лошадиная сила, световой год, парсек).

ВНЕШНЕЕ ТРЕНИЕ — см. *Трение внешнее.*

ВНУТРЕННЕЕ ВРАЩЕНИЕ — вращение определ. атомных групп молекул вокруг хим. связей или нек-рых осей вращения. В результате В. в. образуются пространств. изомеры, наз. конформерами или ротамерами. Так, в молекуле пероксида водорода (H_2O_2)



вращение происходит вокруг связи О—О и плоский трансоидный ротамер (угол поворота вокруг связи О—О $\varphi=180°$) соответствует наиб. удалению атомов Н друг от друга, а плоский цисоидный ротамер ($\varphi=0°$) — их наиб. сближению. Равновесный конформер, отвечающий минимуму потенц. энергии молекулы, возникает при $\varphi \approx 110°$. В. в. в молекуле этана CH_3—CH_3 происходит вокруг связи С—С, причём заслонённый ротамер (связи С—Н в разных группах CH_3 попарно лежат в одной плоскости) отвечает максимуму потенц. энергии, а скрещённый ротамер (образующийся из первого поворотом одной из групп CH_3 вокруг связи С—С на 60°) — минимуму энергии. В π-комплексах (см. пространств. структуру в ст. *Валентность*) В. в. заключается в поворотах пентаидальных колец вокруг оси, проходящей через атом металла и центры колец.

Характеристики В. в. — барьер вращения (энергия, необходимая для осуществления поворота, см. *Потенциальная поверхность*) и разность энергий ротамеров — определяют экспериментально методами *инфракрасной спектроскопии*, спектроскопии *комбинационного рассеяния света*, *микроволновой спектроскопии*, спектроскопии *ядерного магнитного резонанса*, ультразвуковой спектроскопии. Экспериментально полученные для пероксида водорода значения барьеров вращения составляют 4 кДж/моль для трансоидного и 40 кДж/моль для цисоидного ротамеров. С развитием методов квантовой химии эти параметры В. в. в принципе могут быть теоретически рассчитаны, что позволит уточнить эксперим. полученные для них значения. В. в. определяют мн. св-ва (напр., вязкость).

Лит. см. при ст. *Изомерия молекул.* *В. Г. Дашевский.*

ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ в твёрдых телах — свойство твёрдых тел необратимо превращать в теплоту механич. энергию, сообщённую телу в процессах его деформирования, сопровождающихся нарушением в нём термодинамич. равновесия.

В. т. относится к числу неупругих, или релаксационных, свойств (см. *Релаксация*), к-рые не описываются теорией упругости. Последняя основывается на скрытом допущении о квазистатич. характере (бесконечно малой скорости) упругого деформирования, когда в деформируемом теле не нарушается термодинамич. равновесие. При этом напряжение $\sigma(t)$ в к.-л. момент времени определяется значением деформации $\varepsilon(t)$ в тот же момент. Для линейного напряжённого состояния $\sigma(t) = M_0\varepsilon(t)$. Тело, подчиняющееся этому закону, наз. идеально упругим, M_0 — статич. модуль упругости идеально упругого тела, соответствующий рассматриваемому типу деформации (растяжение, кручение). При периодич. деформировании идеально упругого тела σ и ε находятся в одной фазе.

При деформировании с конечной скоростью в теле возникает отклонение от термодинамич. равновесия, вызывающее соответствующий релаксац. процесс (возвращение к равновесному состоянию), сопровождаемый диссипацией (рассеянием) упругой энергии, т. е. необратимым её переходом в теплоту. Напр., при изгибе равномерно нагретой пластинки, материал к-рой расширяется при нагревании, растягиваемые волокна охлаждаются, сжимаемые — нагреваются, вследствие чего возникнет поперечный градиент темп-ры, т.е. упругое деформирование вызовет нарушение теплового равновесия. Выравнивание темп-ры путём теплопроводности представляет релаксац. процесс, сопровождаемый необратимым переходом части упругой энергии в тепловую, чем объясняется наблюдаемое на опыте затухание свободных изгибных колебаний пластинки. При упругом деформировании сплава с равномерным распределением атомов компонент может произойти перераспределение последних, связанное с различием их размеров. Восстановление равновесного распределения путём диффузии также представляет собой релаксац. процесс. Проявлениями неупругих, или релаксац., свойств, кроме упомянутых, являются упругое последействие в чистых металлах и сплавах, *гистерезис упругий* и др.

Деформация, возникающая в упругом теле, определяется не только приложенными к нему внешними механич. силами, но и изменениями темп-ры тела, его хим. состава, внешними магн. и электрич. полями (магнито- и электрострикция), размерами зёрен и т. д.

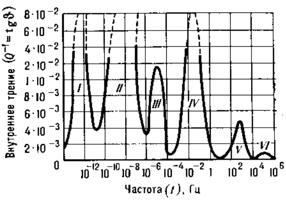


Рис. 1. Типичный релаксационный спектр твёрдого тела при комнатной температуре, связанный с процессами: *I* — анизотропного распределения растворённых атомов под действием внешних напряжений; *II* — в граничных слоях зёрен поликристаллов; *III* — на границах раздела двойников; *IV* — растворения атомов в сплавах; *V* — поперечных тепловых потоков; *VI* — межкристаллитных тепловых потоков.

Это приводит к многообразию релаксац. явлений, каждое из к-рых вносит свой вклад во В. т. Если в теле одновременно происходит несколько релаксац. процессов, каждый из к-рых можно характеризовать своим временем релаксации τ_i, то совокупность всех времён релаксации отд. релаксац. процессов образует т. н. релаксац. спектр данного материала (рис. 1), к-рый характеризует данный материал при данных условиях; каждое структурное изменение в образце отражается характерным изменением релаксац. спектра.

Существует неск. феноменологич. теорий неупругих, или релаксац, свойств, к к-рым относятся: а) теория упругого последействия Больцмана — Вольтерры, отыскивающая такую связь между напряжением и деформацией, к-рая отображает предшествующую историю деформируемого тела: $\sigma(t) = \int_{-\infty}^{t} f(t-t')\,\varepsilon(t')\,dt'$, где вид «функции памяти» $f(t-t')$ остаётся неизвестной; б) метод реологич. моделей, к-рый приводит к соотношениям типа:

$$a_0\sigma + a_1\dot{\sigma} + a_2\ddot{\sigma} + \ldots = b_0\varepsilon + b_1\dot{\varepsilon} + b_2\ddot{\varepsilon} + \ldots \qquad (1)$$

Это линейное дифференц ур-ние деформации характеризует зависимость от времени и является основой для описания линейного вязкоупругого поведения твёрдого тела.

Явления, описываемые ур-ниями типа (1), моделируются механич. и электрич. схемами, представляющими последовательное и параллельное соединение упругих (пружины) и вязких (поршень в цилиндре с вязкой жидкостью) элементов или ёмкостей и активных сопротивлений. Наиб. простые модели: параллельное

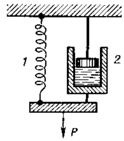


Рис. 2. Механическая модель Фохта, состоящая из параллельно соединённых пружины *1* и поршня в цилиндре *2*, заполненном вязкой жидкостью.

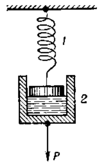


Рис. 3. Модель Максвелла с последовательным соединением пружины *1* и поршня в цилиндре *2*.

соединение элементов, приводящее к зависимости $\sigma = b_0\varepsilon + b_1\dot{\varepsilon}$ (т. н. твёрдое тело Фохта — рис. 2), и последоват. соединение элементов $a_0\sigma + a_1\dot{\sigma} = b_0\dot{\varepsilon}$ (т. н. твёрдое тело Максвелла — рис. 3). Путём последоват. и параллельного соединения неск. моделей Фохта и Максвелла с разными значениями жёсткости пружины и коэф. вязкого сопротивления удаётся достаточно точно описать соотношения между напряжениями и деформациями в вязкоупругом теле; в) теория, основанная на термодинамике неравновесных состояний, к-рая для случая одного релаксац. процесса приводит к обобщению закона Гука:

$$\sigma(t) = M\varepsilon(t) + \frac{\eta}{\tau}\int_{-\infty}^{t} \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right)\dot{\varepsilon}(t')\,dt',$$

где $M = M_0 - \eta/\tau$, а η — материальная постоянная, имеющая размерность вязкости, τ — время релаксации. Для периодич. деформирования с циклич. частотой ω получается: $\sigma(t) = M(\omega)\varepsilon(t)$, где

$$M(\omega) = M_1 + iM_2, \quad M_1 = M_0 + \frac{\eta}{\tau}\cdot\frac{(\omega\tau)^2}{1+(\omega\tau)^2},$$

$$M_2 = \frac{\eta}{\tau}\cdot\frac{\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2},$$

т. е. σ и ε сдвинуты по фазе на угол ϑ:

$$\mathrm{tg}\,\vartheta = M_2/M_1 = \Delta_M \frac{\omega\tau}{1+(1+\Delta_M)(\omega\tau)^2},$$

где $\Delta_M = \eta/\tau M_0$ — т. н. дефект модуля, или полная степень релаксации; г) дислокац. теория В. т., согласно к-рой источником В. т. является движение дислокаций, объясняет, напр., уменьшение В. т. при введении примесей тем, что последние препятствуют движению дислокаций. Такое сопротивление движению дислокаций часто (по аналогии с вязкостью жидкостей) наз. вязким. В. т. в сильно деформированных материалах объясняется взаимным торможением дислокаций и т. д.

В качестве методов измерения В. т. применяются: а) изучение затухания свободных колебаний (продольных, поперечных, крутильных, изгибных); б) изучение резонансной кривой для вынужденных колебаний; в) изучение затухания УЗ-импульса с длиной волны λ. Мерами В. т. служат: а) декремент колебаний δ; $\mathrm{tg}\vartheta = Q^{-1}$, где ϑ — сдвиг фазы между напряжением σ и деформацией ε при упругих колебаниях, величина Q аналогична добротности электрич. колебательного контура; в) относительное рассеяние упругой энергии $\Delta W/W$ за один период колебаний; г) ширина резонансной кривой $\Delta\omega/\omega$, где $\Delta\omega$ — отклонение от резонансной частоты ω, при к-рой квадрат амплитуды вынужденных колебаний уменьшается в 2 раза. Разл. меры В. т. при малых значениях затухания ($\vartheta \ll 1$) связаны между собой:

$$\mathrm{tg}\,\vartheta = \Delta W/2\pi W = \delta/\pi \approx \Delta\omega/\omega\,\sqrt{3} = Q^{-1}.$$

Для исключения пластич. деформации амплитуда колебаний при измерениях должна быть настолько мала, чтобы Q^{-1} от неё не зависело.

Спектр релаксации можно получить, изменяя не частоту циклич. колебаний, а темп-ру. При отсутствии релаксационных процессов в исследуемом интервале температур В. т. монотонно растёт, а если такой процесс имеет место, то на кривой температурной зависимости появляется максимум (пик) В. т. при температуре $T_м = H/[k \ln(1/\omega\tau_0)]$, где H — энергия активации релаксац. процесса, τ_0 — материальная постоянная, ω — циклич. частота колебаний.

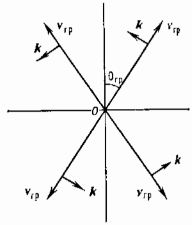
Методом свободных крутильных колебаний малой амплитуды и низкой частоты можно изучать растворимость и параметры диффузии атомов, образующих твёрдые растворы внедрения, фазовые превращения, кинетику и энергетич. характеристики распада пересыщенных твёрдых растворов и др. Колебания от 5 кГц до 300 кГц пригодны для изучения движения границ ферромагнитных доменов, колебания около 30 МГц применены к исследованию в металле рассеяния колебаний кристаллич. решётки (фононов) электронами проводимости. Изучение В. т. твёрдых тел — источник сведений о состояниях и процессах, возникающих в твёрдых телах, в частности в чистых металлах и сплавах, подвергнутых разл. механич. и тепловым обработкам.

Лит.: Постников В. С., Внутреннее трение в металлах, 2 изд., М., 1974; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 3, ч. А — Влияние дефектов на свойства твердых тел, М., 1969; Новик А. С., Берри Б., Релаксационные явления в кристаллах, пер. с англ., М., 1975.

Б. Н. Финкельштейн.

ВНУ́ТРЕННЕЕ ТРЕ́НИЕ в жидкостях и газах — то же, что *вязкость*.

ВНУ́ТРЕННИЕ ВО́ЛНЫ (внутренние гравитационные волны) — вид волновых движений в слоистой (стратифицированной) жидкости (газе), плотность к-рой ρ растёт с глубиной z. Простейший случай — В. в. на границе раздела двух однородных несжимаемых жидкостей, из к-рых нижняя имеет бо́льшую плотность ($\rho_2 > \rho_1$). Такие волны аналогичны *волнам на поверхности жидкости* ($\rho_1 = 0$) и описываются теми же ф-лами, но с заменой ускорения силы тяжести g на $g_{эфф} = g(\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$. В несжимаемой жидкости с непрерывной зависимостью ρ от z осн. параметром, определяющим свойства В. в., служит частота плавучести (частота Брента—Вяйсяля) $N = \sqrt{\frac{g}{\rho}\frac{d\rho}{dz}}$, равная частоте собств. колебаний элемента жидкости в вертик. направлении. Если N везде одинаково (т. е. ρ зависит от z по экспоненте), то частота ω плоской гармонич. В. в. связана с углом θ её волнового вектора k относительно вертикали (рис.) дисперс. ур-нием $\omega = N \sin\theta$; т. о., частота В. в. всегда меньше N. Колебания частиц жидкости в такой волне перпендикулярны k и лежат в плоскости (z, k); так же направлена групповая скорость волны $v_{гр}$. В частности, при колебаниях тела в слоистой жидкости вся энергия В. в. излучается по образующей «группового конуса», с углом при вершине $\theta_{гр}$, таким, что $\cos\theta_{гр} = \omega/N$. Если N зависит от глубины, то частота В. н. не может превышать макс. значения N, а волна испытывает рефракцию.



Направления групповой скорости $v_{гр}$ и волнового вектора k внутренних волн частоты ω, распространяющихся под углом $\theta_{гр}$ от гармонического источника, находящегося в точке O, при N=const.

В слое жидкости, ограниченном сверху и снизу отражающими поверхностями и являющемся поэтому волноводом, возможны направляемые В. в. в виде *нормальных волн* (мод), имеющих «стоячую» структуру по вертикали и бегущих в горизонтальном направлении.

В сжимаемой среде свойства В. в., кроме N, зависят также от скорости звука c и их, строго говоря, нельзя отделить от звуковых (акустич.) волн. Поэтому в общем случае говорят об акустико-гравитац. волнах в сжимаемой слоистой среде, к-рые при определённых условиях могут быть разделены на высокочастотную акустическую и низкочастотную гравитационную ветви.

В. в. повсеместно распространены в океане и атмосфере Земли. В частности, с ними связано явление «мёртвой воды» — торможение судна из-за расхода энергии на возбуждение В. в. на ниж. границе слоя тёплой (т. е. более лёгкой) жидкости, лежащей поверх более холодной. В толще океана, где плотность меняется с глубиной из-за изменений темп-ры и содержания солей, существуют В. в. разнообразных масштабов и периодов — от десятков секунд до десятков часов, к-рые эффективно взаимодействуют между собой и с др. типами движений. Они играют существ. роль в процессах вертик. переноса энергии, возникновения турбулентности, тонкой структуры и т. д. В. в. наблюдаются и в атмосфере Земли. Такие волны, по-видимому, участвуют и в процессах переноса энергии в атмосфере Солнца.

Лит.: Глинский Н. Т., Внутренние волны в океанах и морях, М., 1973; Тернер Дж., Эффекты плавучести в жидкостях, пер. с англ., М., 1977; Госсард Э., Хук У., Волны в атмосфере, пер. с англ., М., 1978; Миропольский Ю. З., Динамика внутренних гравитационных волн в океане, Л., 1981; Лайтхилл Дж., Волны в жидкостях, пер. с англ., М., 1981; Ле Блон П., Майсек Л., Волны в океане, пер. с англ., [ч.] 1—2, М., 1981.

Л. А. Островский.

ВНУ́ТРЕННЯЯ КОНВЕ́РСИЯ — см. *Конверсия внутренняя*.

ВНУ́ТРЕННЯЯ СИММЕТРИ́Я в квантовой теории поля (КТП) — инвариантность относительно преобразований над квантованными полями, при к-рых не затрагиваются пространственно-временны́е координаты. С преобразованиями пространственно-временны́х координат (x) связаны *пространственно-временны́е симметрии*.

Каждому закону сохранения соответствует нек-рая симметрия, в частности В. с. Поэтому утверждение о существовании симметрии часто заменяется на эквивалентное высказывание о сохранении к.-л. физ. величины. Напр., говорят о сохранении *странности* (S) в сильном взаимодействии, что эквивалентно В. с. гамильтониана сильного взаимодействия относительно фазового преобразования $\Phi \to \exp(iS\omega)\Phi$, где Φ — оператор квантованного поля, ω — параметр преобразования. Однако обратное утверждение, вообще говоря, не верно, т. е. не любая В. с. ассоциируется с соответствующим законом сохранения.

В. с. может быть связана с дискретной группой преобразований. Примером является симметрия относительно *зарядового сопряжения* (C); её следствие — мультипликативный закон сохранения *зарядовой чётности* (C-чётности). Зарядовое сопряжение в релятивистской КТП глубоко связано с симметрией относительно отражения пространственных (P) и временной (T) координат, поскольку существует строгая инвариантность относительно CPT-преобразований (*теорема CPT*). Др. известные дискретные В. с. в моделях КТП не связаны с пространств. симметриями.

Наиб. широкий класс В. с. описывается группами Ли непрерывных преобразований (см. *Группа*). Примером является группа $U(1)_Q$ фазовых преобразований $\Phi \to \exp(iQ\alpha)\Phi$, где Q — электрич. заряд, α — параметр, не зависящий от координат x. Её следствие — аддитивный закон сохранения электрич. заряда. Симметрия $U(1)_Q$ — точная (её нарушение означало бы несохранение электрич. заряда, что исключается экспериментом), и, по-видимому, не существует в принципе внутренне согласованного способа её нарушить. Все остальные В. с. или являются приближёнными (нарушенными), или допускают принципиальную возможность нарушения. Напр., в пределах существующей эксперим. точности наблюдается сохранение *барионного числа*, но теории *великого объединения* предсказывают очень слабое нарушение соответствующей симметрии, к-рое может обнаружиться с уточнением экспериментов. Такая же ситуация с сохранением *лептонного числа*. Др. пример — группа $SU(2)_I$ изотопич. преобразований (см. *Изотопическая инвариантность*). Точность соответствующей симметрии $\sim 1-10\%$, и её нарушение наблюдается на опыте.

Существует теорема (т. н. теорема Райферти [1]), серьёзно ограничивающая возможности объединения внутренних и пространственно-временны́х симметрий. Согласно этой теореме, нет физически удовлетворит. способа нетривиально объединить группы Ли (L) конечного ранга, относящиеся к В. с., и группу Пуанкаре (P) пространственно-временно́й симметрии. Единств. способ объединения указанных групп — прямое произведение $L \otimes P$, когда преобразования соответствующих симметрий действуют независимо.

Группа G В. с. наз. г л о б а л ь н о й, если в преобразованиях $\Phi \to \exp(i\omega_j T^j)\Phi$ (где T^j — *генераторы группы* G) параметры ω_j не зависят от координат, и л о к а л ь н о й, если ω_j являются ф-циями координат, т. е. преобразования из G зависят от точки пространства-времени (при этом группа становится бесконечнопараметрической и к ней не применима теорема Райферти). Симметрия, связанная с локальной группой, наз. калибровочной симметрией (см. *Калибровочная инвариантность*). Строгая (не нарушенная) локальная В. с. требует существования безмассовых векторных *калибровочных полей*. Напр., с группой $U(1)_Q$ (к-рая реализуется не только в глобальном, но и в локальном варианте) связано эл.-магн. поле, с группой цветовых преобразований $SU(3)_c$ в *квантовой хромодинамике* связаны восемь глюонных полей. Локальные В. с. не приводят к новым законам сохранения, помимо тех, к-рые отвечают исходной глобальной симметрии.

Очень важен вопрос о нарушении В. с. в КТП. Известно два механизма нарушения — явный и спонтанный. При явном нарушении гамильтониан теории содержит члены, не инвариантные относительно группы В. с., масштаб к-рых характеризует степень нарушения соответствующей симметрии. Напр., гамильтониан сильного взаимодействия инвариантен относительно изотопич. преобразований, но полный гамильтониан включает ещё эл.-магн. и слабое взаимодействия, а также массовые члены, к-рые явно нарушают изотопич. симметрию. Поэтому ур-ния КТП не обладают свойством точной изотопич. инвариантности.

При *спонтанном нарушении симметрии*, напротив, гамильтониан и ур-ния КТП остаются инвариантными, но вакуум становится не инвариантным относительно преобразований группы В. с.; при этом одна или неск. компонент квантованного поля приобретают отличные от нуля *вакуумные средние*; величина вакуумного среднего $\langle 0|\Phi|0\rangle$ определяет новый энергетич. масштаб теории. При спонтанном нарушении непрерывной группы В. с. конечного ранга обязательно возникают безмассовые поля, к-рым отвечают т. н. голдстоуновские частицы (*голдстоуновские бозоны, голдстоуновские фермионы*) [2], поэтому описанный механизм наз. реализацией симметрии в голдстоуновской моде. Наблюдаемые проявления симметрии оказываются в этом случае сложнее, чем при явном нарушении. Напр., отсутствуют простые соотношения между массами состояний и не зависящие от энергии соотношения между амплитудами разных процессов. Симметрия проявляется прежде всего в т. н. *низкоэнергетических теоремах*, к-рые позволяют связать между собой амплитуды испускания разл. числа голдстоуновских частиц. Примером симметрии, реализованной в голдстоуновской моде, является *киральная симметрия*.

Отсутствие в природе большого числа безмассовых частиц является (в силу *Голдстоуна теоремы*) препятствием для реализации механизма спонтанного нарушения в применении к глобальным группам В. с. Иная ситуация при спонтанном нарушении локальных симметрий, когда осуществляется т. н. *Хиггса механизм* [3]. В этом случае голдстоуновские частицы не возникают, но калибровочные поля приобретают массу. Так, напр., локальная В. с. $SU(2)_{EW} \otimes U(1)_{EW}$ *электрослабого взаимодействия* нарушается спонтанно до группы $U(1)_Q$, при этом вместо четырёх остаётся только одна безмассовая частица (фотон), остальные три векторные частицы — *промежуточные векторные бозоны* W^+, Z^0, W^- приобретают массу. Происходит как бы поглощение «лишних» голдстоуновских частиц «лишними» безмассовыми калибровочными полями, и в результате остаются только массивные векторные поля, существование к-рых не противоречит эксперим. данным.

Важным свойством механизма спонтанного нарушения является восстановление точной симметрии при энергиях, больших по сравнению с характерным масштабом, определяемым величиной $\langle 0|\Phi|0\rangle$. Это позволяет сохранить перенормируемость квантовой теории калибровочных полей, поэтому описанный механизм привлекателен с теоретич. точки зрения. Он нашёл широкое распространение в разл. моделях КТП и, по-видимому, реализуется в действительности. Подчеркнём, однако, что чёткое различие между явным и спонтанным механизмами нарушения симметрии имеет смысл только в определ. интервале энергий. Так, явное нарушение глобальной $SU(3)$-симметрии сильного взаимодействия при достижимых энергиях за счёт разности масс d-, u- и s-кварков может быть интерпретировано с точки зрения моделей великого объединения как спонтанное нарушение.

Приведём примеры групп В. с. основных взаимодействий реалистич. КТП. Локальная В. с. сильного и электрослабого взаимодействий имеет вид:

$$G_{SEW} = SU(3)_c \otimes SU(2)_{EW} \otimes U(1)_{EW}, \qquad (*)$$

где группа цвета сильного взаимодействия $SU(3)_c$ не нарушена, группа электрослабого взаимодействия $SU(2)_{EW} \otimes U(1)_{EW}$, как отмечалось выше, спонтанно нарушена до $U(1)_Q$. В разл. моделях великого объединения произведение полупростых групп (*) входит в более широкую единую группу, к-рая сильно нарушена (спонтанно) при доступных энергиях. Помимо указанных локальных групп, конкретный лагранжиан сильного и электрослабого взаимодействий имеет большое число дополнит. глобальных непрерывных и дискретных В. с. Почти все эти симметрии не являются теоретически «необходимыми», а возникают как следствие эксперимента, т. е. являются эмпирическими. Такая ситуация является отражением полуфеноменологич. характера существующей теории.

Лит.: 1) O' Raifeartaigh L., Lorentz invariance and internal symmetry, «Phys. Rev.», 1965, v. 139, p. B1052; 2) Goldstone J., Field theories with «Superconductor», solutions, «Nuovo cim.», 1961, v. 19, p. 154; 3) Higgs P., Broken symmetries, massless particles and gauge fields, «Phys. Lett.», 1964, v. 12, p. 132. *М. В. Терентьев.*

ВНУТРЕННЯЯ ЧЁТНОСТЬ — внутренняя характеристика частицы, определяющая поведение её *вектора состояния* при *пространственной инверсии* (переходе к системе координат, все оси к-рой направлены противоположно осям исходной системы); является мультипликативным квантовым числом. Если $|0, \sigma\rangle$ — вектор состояния частицы в её системе покоя, а $|0, \sigma\rangle'$ — вектор состояния частицы в системе, полученной путём инверсии первоначальной системы координат ($\boldsymbol{x}\rightarrow-\boldsymbol{x}$), то

$$|0, \sigma\rangle' = P\,|0, \sigma\rangle, \qquad (1)$$

где P — В. ч. частицы (σ — проекция спина). В произвольной инерц. системе отсчёта

$$\hat{P}\,|\boldsymbol{p}, \sigma\rangle = P\,|-\boldsymbol{p}, \sigma\rangle, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{p}$ — импульс частицы, а $\hat{P}$ — оператор инверсии — оператор, переводящий вектор состояния частицы из исходной правой (левой) системы в левую (правую). В. ч. частицы с целым спином (бозона) может равняться ±1, а частицы с полуцелым спином (фермиона) ±1, $\pm i$. Для фермионов произведение В. ч. частицы и античастицы равно -1 (*Берестецкого теорема*). Для мезонов (бозонов) В. ч. частицы и античастицы одинаковы.

В. ч. протона и нейтрона принято считать одинаковыми и обычно равными $+1$ (это означает, что В. ч. *кварка* также равна $+1$). В. ч. других адронов определяют из эксперимента.

Полная чётность системы частиц представляет собой произведение В. ч. частиц на чётность их относит. движения. Напр., полная чётность системы электрон-позитрон, находящейся в состоянии с орбит. моментом l, равна $(-1)(-1)^l$. Классич. пример эксперим. определения В. ч. адрона — определение В. ч. пиона в процессе захвата его из S-состояния дейтроном с образованием двух нейтронов:

$$\pi^- + \mathrm{d} \longrightarrow \mathrm{n} + \mathrm{n}. \qquad (3)$$

Если полный спин образовавшихся нейтронов равен нулю (единице), то в силу *Паули принципа* их орбит. момент должен быть чётным (нечётным). Т. к. полный момент нач. частиц равен единице, то первая возможность запрещена законом сохранения момента. Это означает, что чётность конечного состояния равна (-1). Т. к. чётность нач. состояния равна $P(\pi)$, то в силу сохранения чётности в сильном взаимодействии процесс (3) разрешён только в случае, если $P(\pi)=-1$. Наблюдение этого процесса на опыте позволило сделать однозначное заключение о том, что чётность пиона равна -1 (более точно, что относит. чётность системы n; p; π^- равна -1). Т. о., пион является псевдоскалярной частицей (его спин равен нулю). Псевдоскалярными частицами являются также мезоны η, K, D и нек-рые др. мезоны. В. ч. векторных мезонов, напр. ρ, φ, ω, J/ψ, совпадают с В. ч. γ-кванта и равны -1.

В соответствии с кварковой моделью адронов мезоны представляют собой связанные состояния системы кварк-антикварк. Псевдоскалярные π-, η-, K- и D-мезоны — состояния с нулевым полным спином и нулевым орбит. моментом [чётность $(-1)(-1)^0=-1$, полный спин 0], векторные ρ-, φ-, ω-, J/ψ-мезоны — состояния со спином 1 и нулевым орбит. моментом [чётность $(-1)(-1)^0=-1$, полный спин 1].

Лит.: Новожилов Ю. В., Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972; Гибсон У., Поллард Б., Принципы симметрии в физике элементарных частиц, пер. с англ., М., 1979. *С. М. Биленький.*

ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ — функция термодинамич. параметров системы (напр., объёма V и темп-ры T), изменение к-рой определяется работой, совершаемой над однородной системой при условии её адиабатич. изоляции. Существование такой ф-ции $U=U(V, T)$ есть следствие *первого начала термодинамики*, согласно к-рому полный дифференциал В. э. равен $dU=dQ-PdV$, где dQ — кол-во теплоты, сообщаемое системе, P — давление, PdV — работа, совершаемая системой (dQ и PdV не являются полными дифференциалами). В. э. равна (с точностью до аддитивной постоянной, работе, совершаемой адиабатически изолированной ($dQ=0$) системой: $U=-\int PdV+\mathrm{const}$. При переходе адиабатически изолир. системы из состояния (1) в состояние (2) изменение В. э. равно работе, совершаемой системой $U_2-U_1=\int_1^2 PdV$ при бесконечно медленном, *квазистатическом процессе*. Для кругового процесса полное изменение В. э. равно нулю $\oint dU=0$.

В общем случае В. э. есть ф-ция внеш. и внутр. термодинамич. параметров a_i, включая темп-ру. Тогда $dU=dQ-\sum_{i=1}^{n}A_i da_i$, где A_i — обобщённые силы. Вместо темп-ры можно выбрать в качестве термодинамич. параметра энтропию S. Для этого нужно привлечь *второе начало термодинамики*, согласно к-рому $dQ=TdS$, тогда $dU=TdS-PdV$. В. э. как ф-ция энтропии и объёма $U(S, V)$ является одним из *термодинамических потенциалов* (*характеристической функцией*), т. к. определяет все термодинамич. свойства системы. Если система состоит из n компонентов, то U зависит кроме S и V от числа частиц N_i в компонентах, $i=1, 2, \ldots n$. В этом случае полный дифференциал В. э. равен

$$dU = TdS + \sum_i \mu_i\, dN_i - PdV,$$

где $\mu_i=\partial U/\partial N_i$ — хим. потенциал i-го компонента. Минимум U при пост. энтропии, объёме и массах компонентов определяет устойчивое равновесие многофазных и многокомпонентных систем.

В. э. имеет смысл ср. механич. энергии (кинетич. энергии и энергии взаимодействия) всех частиц, к-рые можно рассматривать как компоненты или фазы термодинамич. системы. Если в термодинамич. систему входит эл.-магн. поле, то его энергию включают во В. э. Кинетич. энергия движения тела как целого не входит в В. э.

В статистич. физике, в классич. случае, В. э. определяется как ср. значение ф-ции Гамильтона системы $H(p, q)$ по каноническому (или большому каноническому) распределению Гиббса $\rho(p, q)$:

$$U = \int H(p, q)\, \rho(p, q)\, d\Gamma_N,$$

где p, q — совокупность импульсов и координат всех частиц системы, $d\Gamma_N$ — элемент фазового объёма. В квантовом случае $U=\mathrm{Tr}(H\rho)$, где H — гамильтониан системы, ρ — статистич. оператор, Tr означает след оператора. В. э. удобно выразить через *Гельмгольца энергию*, т. е. свободную энергию F с помощью *Гиббса — Гельмгольца уравнения* $U=F-T(\partial F/\partial T)_V$, т. к. F более непосредственно связана со статистикой и определяется статистич. интегралом или статистич. суммой.

Для идеального газа, подчиняющегося классич. статистике, В. э. зависит только от темп-ры $U=C_V T$, где C_V — теплоёмкость при пост. объёме. Для неидеального газа и жидкости В. э. зависит также от уд. объёма $v=V/N$, отнесённого к одной молекуле. Напр., для газа, подчиняющегося *Ван-дер-Ваальса уравнению*, В. э. имеет вид $U=C_V T-a/v$, где a — константа.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

ВНУТРИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ ПОЛЕ (кристаллическое поле)—неоднородное электрич. (реже магн.) поле, существующее внутри кристаллов и воздействующее на электроны и ядра. Электрич. В. п., действующее на внеш. электроны атома или иона, имеет эл.-статич. (на расстояниях порядка межатомных положит. и отрицат. заряды не компенсируют друг друга) и обменное (см. *Обменное взаимодействие*) происхождение. Напряжённость В. п. может достигать значений $\sim 10^8$ В/см. В. п. имеет симметрию, определяемую *симметрией кристалла* (для примесных атомов или ионов — точечной симметрией).

Понятие В. п. возникло в связи с теоретич. расчётами электронного спектра примесных парамагн. ионов (см. *Парамагнетизм*) в диамагн. ионных кристаллах (матрицах) и комплексных соединениях. В этом случае В. п. наз. также полем лигандов. Под действием В. п. происходит расщепление вырожденных электронных уровней парамагн. атома или иона (см. *Штарка эффект*). В. п. снимает орбитальное *вырождение*, имеющееся в изолир. атоме или ионе, и изменяет структуру электронных уровней. В зависимости от соотношения В. п. и внутриатомных взаимодействий (обменного, спин-орбитального) различают случаи сильного, промежуточного и слабого В. п. В сильном В. п. энергия взаимодействия электронов парамагн. иона с В. п. больше энергии *спин-орбитального взаимодействия* и обменного взаимодействия. При этом расщепление уровней Δ велико ($\Delta \approx 5$ эВ), нарушается структура энергетич. уровней изолированного атома или иона, в частности нарушается *Хунда правило* и реализуется т. н. низкоспиновое состояние иона; этот случай наблюдается, напр., для ионов Fe^{2+}, Co^{3+}, для мн. ионов с недостроенными 4d- и 5d-оболочками. Случай промежуточного В. п. ($\Delta \approx 1$ эВ), когда энергия взаимодействия электронов с полем больше энергии спин-орбитального взаимодействия, но меньше энергии внутриатомного обменного взаимодействия, встречается в большинстве соединений переходных металлов с недостроенной $3d \approx$ оболочкой. В соединениях редкоземельных элементов с недостроенной f-оболочкой реализуется случай слабого В. п. ($\Delta \sim 10^{-2}$ эВ). При этом мультиплетная структура уровней изолир. иона сохраняется в кристалле.

Эффекты, вызываемые электрич. В. п., важны для магнитоупорядоченных веществ, а также для примесных парамагн. ионов (переходных и редкоземельных элементов) в кристалле; они определяют величину магн. момента иона, *магнитную анизотропию* и *магнитострикцию*, а также спектроскопич. свойства кристалла. С воздействием электрич. В. п. связаны специфич. фазовые переходы (кооперативный *Яна — Теллера эффект*, переход из высокоспинового состояния в низкоспиновое и др.).

В. п. исследуются с помощью спектроскопич. методов — оптич. *спектроскопии*, *радиоспектроскопии* (ЭПР, ЯМР, ЯКР), *мёссбауэровской спектроскопии*, с помощью рассеяния нейтронов (см. *Нейтронография*), измерений *теплоёмкости*, *акустического парамагнитного резонанса* и *акустического ядерного магнитного резонанса*. Для оценки величины и определения локальной симметрии В. п. в диамагн. кристалле оптич. методами и методом ЭПР в него часто вводят небольшие кол-ва парамагн. ионов, к-рые служат «атомными зондами». Исследование величины и симметрии В. п. позволяет изучить структуру твёрдых тел и энергию взаимодействия ионов с кристаллич. окружением. Такие диамагн. матрицы с примесью парамагн. ионов являются основой *твердотельных лазеров* и *квантовых усилителей* СВЧ.

Внутреннее магн. поле, действующее на орбит. моменты и спины электронов и ядер в кристалле, имеет эл.-магн. и обменное происхождение. Эл.-магн. вклад (за счёт диполь-дипольного взаимодействия) невелик, и соответствующие поля обычно $\sim 10^3$—10^4 Э; они являются дальнодействующими (спадают с расстоянием как $1/r^3$). Обменные поля значительно сильнее и для электронов достигают 10^6—10^7 Э. Магнитные поля на ядрах, обусловленные сверхтонким взаимодействием магн. моментов ядер и электронного окружения, порядка 10^5—10^6 Э. Эти поля — короткодействующие. В парамагнетиках из-за хаотич. тепловых переориентаций магн. моментов электронов и ядер величина и направление магн. В. п. быстро флуктуируют во времени и его ср. значение мало или равно 0. Значит. величины оно достигает лишь в магнитоупорядоченных средах или в парамагнетиках при низких темп-рах.

Магн. В. п. проявляется в расщеплении уровней парамагн. ионов и ядер (см. *Зеемана эффект*). Оно непосредственно сказывается в спектрах (оптических, ЯМР, ЭПР, ЯКР, Мёссбауэра, ферро- и антиферромагн. резонансов). Эти методы и используются в основном для исследования магн. В. п. Его изучение даёт возможность установить наличие и тип магн. упорядочения в магнетиках, локальную симметрию и характер взаимодействия парамагн. примесей с матрицей, характер хим. связей в кристалле (долю ковалентности связей, степень переноса заряда).

Помимо собственных электрич. и магн. В. п., в конденсированных средах существенно изменяются и внешние электрич. и магн. поля, что, в частности, приводит к эффектам локального поля.

Лит.: Бальхаузен К., Введение в теорию поля лигандов, пер. с англ., М., 1964; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Абрагам А., Блини Б., Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, пер. с англ., т. 1—2, М., 1972—73. *Д. И. Хомский.*

ВНУТРИПУЧКОВОЕ РАССЕЯНИЕ в ускорителях заряженных частиц — рассеяние частиц пучка друг на друге. В накопителях заряж. частиц при длит. циркуляции интенсивных пучков в условиях высокого вакуума важную роль могут играть кулоновские столкновения частиц пучка. Характерным для В. р. процессом является столкновение частиц, имеющих в системе центра инерции поперечные импульсы $p_\perp$, большие по сравнению с продольными: в результате рассеяния с уменьшением $p_\perp^2$ на величину q^2 энергии в лаб. системе изменяется на величину $\pm\gamma qc$ (γ — Лоренц-фактор пучка, $\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}$, где β — продольная скорость частиц пучка в единицах c). Скачок энергии влечёт за собой смещение замкнутых орбит частиц с возбуждением поперечных колебаний импульса пропорционально $\gamma q/Q$, где Q — число колебаний на периметре орбиты в фокусирующем поле накопителя. При достаточно большой величине γ близкие столкновения приводят к выходу частиц за пределы фазового объёма накопителя, т. е. к гибели частиц,— имеет место *Тушека эффект*. Более вероятно многократное рассеяние частиц с малым обменом импульса; при $\gamma > Q$ его результирующим эффектом является стохастич. неустойчивость — самонагрев пучка (за счёт незначит. общего торможения) с инкрементом

$$\lambda \sim 2\pi (Ze)^4 mnL_C/(p\theta)^3\, Q^2,$$

где Ze и m — электрич. заряд и масса частицы, n — концентрация, p — импульс, θ — угл. разброс частиц в пучке в лаб. системе, L_C — т. н. логарифм кулоновских столкновений, $L_C=\ln(r_\perp/\rho_\perp)$, где $r_\perp$ — миним. поперечный размер пучка, $\rho_\perp$ — прицельный параметр ближнего взаимодействия (с отклонением на угол $\pi/2$). При $\gamma < Q$ самонагрев не развивается. В. р. может лишь термализовать пучок с характерным декрементом

$$\lambda \sim 2\pi (Ze)^4 mnL_C/\gamma^2 (p\theta)^3.$$

В накопителях с длинными прямолинейными промежутками критерий самонагрева более сложен.

Лит.: Дербенев Я. С., Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, Дубна, 1979, с. 119; Дербенев Я. С., Скринский А. Н., Электронное охлаждение протон-антипротонных встречных пучков, в сб.: Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, Дубна, 1981, с. 259; Piwinski A., Proceedings IX[th] International Conference on High Energy Accelerators, Stanford (Cal.), 1974, p. 405. *Я. С. Дербенев.*

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — метод лазерной спектроскопии, в к-ром исследуемое вещество помещается внутрь резонатора лазера с широкой спектральной полосой генерации. (Др. методы лазерной спектроскопии используют узкополосные лазеры.) В традиционной абсорбц. спектроскопии для изучения спектра поглощения вещества свет от внеш. широкополосного источника интенсивностью $I_0(\omega)$ (где ω — частота излучения) пропускают через слой поглощающего вещества. Прошедший свет оказывается ослабленным в соответствии с *Бугера — Ламберта — Бера законом* тем больше, чем выше показатель поглощения исследуемого вещества $k(\omega)$. Для исследования слабого поглощения необходимо увеличивать оптич. длину пути l; с этой целью применяют многоходовые оптич. кюветы, в к-рых свет, отражаясь от торцовых зеркал, многократно проходит через исследуемое вещество. Число таких проходов ограничено потерями света при отражении от зеркал.

В методе В. л. с. эти потери компенсируются усилением в активной среде, т. е., по существу, роль многоходовой кюветы играет *резонатор* лазера. При стационарной генерации из-за конкуренции процессов накачки и *вынужденного излучения* усиление в активном элементе с точностью до влияния спонтанного излучения оказывается равным потерям резонатора. Однако это равенство выполняется не для каждой конкретной частоты, а для усреднённых (в пределах однородно уширенного контура усиления активной среды) потерь и усиления. Т. о. оказываются скомпенсированными широкополосные потери на зеркалах резонатора. Если линии поглощения вещества узки по сравнению с величиной однородного уширения контура усиления активной среды лазера, то поглощение не компенсируется усилением и проявляется в спектре генерации лазера.

В стационарном режиме в области, где отсутствует поглощение, интенсивность генерации $I(\omega,\ t)$ остаётся постоянной, а на частоте линии поглощения она изменяется по закону:

$$I(\omega,\ t) = I_0(\omega) \exp\left[-k(\omega)\,ct\right]. \qquad (*)$$

Выражение (*) аналогично закону Бугера — Ламберта — Бера, а величина эфф. оптич. пути l определяется произведением скорости света c на длительность t импульса генерации лазера в окрестности исследуемой линии поглощения. При длительности импульса 10^{-2}с l достигает $3\cdot10^8$ см, что позволяет обнаруживать поглощение $\sim10^{-9}$ см$^{-1}$, т. е. примеси атомов с концентрацией до 10^4 атомов/см^3. Принципиальное ограничение роста чувствительности приборов, основанных на методе В. с., с ростом длительности импульса генерации возникает вследствие неточной компенсации широкополосных потерь из-за спонтанного излучения. Теоретич. оценки показывают, что предельный уровень чувствительности, ограниченный влиянием спонтанного излучения, должен быть $\sim10^{-12}$ см$^{-1}$. Реально чувствительность определяется либо длительностью импульса (при использовании импульсных лазеров), либо техн. нестабильностями, прерывающими генерацию или изменяющими её спектр (для непрерывного лазера). Достигнутая экспериментально чувствительность составляет $\sim10^{-9}$ см$^{-1}$ (что соответствует толщине поглощающего слоя $\sim10^9$ см) и позволяет обнаруживать по спектру поглощения примеси атомов с концентрацией до 10^4 атомов/см^3.

В методе В. с. применяются любые широкополосные лазеры — на органич. красителях, органич. стёклах, кристаллах, активированных редкоземельными элементами, лазеры на центрах окраски в щёлочно-галоидных кристаллах и т. д. Эти лазеры позволили перекрыть весь видимый и ближний ИК- (до 3 мкм) диапазон.

Метод В. л. с. находит применение для исследования спектров поглощения газов, исследования малых примесей, загрязняющих атмосферу, высоковозбуждённых состояний атомов и молекул, моделирования оптич. свойств больших толщин газов, напр. атмосфер больших планет, исследования процессов в плазме и кинетики хим. реакций, для поиска новых активных сред лазеров и т. д.

Лит.: Баев В. М. и др., Внутрирезонаторная спектроскопия с использованием лазеров непрерывного и квазинепрерывного действия, «ЖЭТФ», 1978, т. 74, с. 43; Бураков В. С., Развитие метода внутрирезонаторной лазерной спектроскопии, «Ж. прикл. спектроскопии», 1981, т. 35, с. 223; Лукьяненко С. Ф., Макогон М. М., Синица Л. Н., Внутрирезонаторная лазерная спектроскопия, Новосиб., 1985.

Э. А. Свириденков.

ВОДА́ — простейшее устойчивое хим. соединение водорода и кислорода (окись водорода — H_2O), при нормальных условиях — бесцветная (голубоватая в толстых слоях) прозрачная жидкость без запаха. Одно из самых распространённых соединений в природе, играющее исключительно важную роль в процессах, происходящих на Земле. Молекулы В. зарегистрированы также в межзвёздном пространстве, она входит в состав комет, больших планет Солнечной системы и их спутников, обнаружена на Марсе и Венере.

Известно 3 изотопа водорода (^{1}H — протий; ^{2}H, или Д,— дейтерий; ^{3}H, или Т,— тритий) и 6 изотопов кислорода (^{14}O, ^{15}O, ^{16}O, ^{17}O, ^{18}O и ^{19}O), так что существует большое кол-во изотопных разновидностей молекул В. В природной В. на 10^5 атомов H приходится 15 атомов ^{2}H, а на 10^4 атомов ^{16}O — 20 атомов ^{18}O и 4 атома ^{17}O. Остальные изотопы H и O радиоактивны. Свойства т. н. тяжёлой воды D_2O (др. «тяжёлые» изотопные разновидности молекул В. обычно к этому термину не относят) сильно отличаются от свойств природной В. (см. ниже). Тяжёлая В. применяется в промышленности, технике и научных исследованиях. Наряду с тяжёлой В. в физ., хим. и биол. экспериментах используется В., содержащая Т, ^{18}O и ^{17}O (в частности, в колебательной и ЯМР-спектроскопии, нейтронографии и др.). Свойства В., содержащей тяжёлые изотопы O, не так резко, как для D_2O, отличаются от свойств обычной В. Молекула В. представляет собой равнобедренный треугольник с ядрами O и H в вершинах. Ниже приведены нек-рые характеристики молекулы В. (в основном состоянии):

Молекулярная масса . . .	18,01
Межатомное расстояние O—H	0,0957 нм
Валентный угол H—O—H	104,5°
Моменты инерции	
I_x	$2{,}938\cdot10^{-40}$ г·см^2
I_y	$1{,}919\cdot10^{-40}$ г·см^2
I_z	$1{,}022\cdot10^{-40}$ г·см^2
Дипольный момент	1,855 Д
Ср. электрич. квадрупольный момент	$5{,}6\cdot10^{-26}$ ед. СГСЭ
Энергия ионизации	12,6 эВ
Сродство к протону . . .	7,1 эВ

Физические свойства воды. В. может существовать в твёрдом (лёд), жидком и газообразном состояниях. Области существования разл. фаз В. показаны на диаграмме (рис. 1). Физ. свойства В. своеобразны. Так, при атм. давлении плавление льда В. сопровождается уменьшением объёма на 9% (рис. 2); коэф. термич. расширения льда (модификации I*h*, см. ниже) в интервале 0—63 К и жидкой В. до 3,98 °С отрицателен (рис. 3). Теплоёмкость c_p жидкой В. почти вдвое выше, чем твёрдой и газообразной, и в интервале темп-р 0—100 °С почти не зависит от темп-ры (имеется очень пологий минимум при 35 °С). Минимум изотермич. сжимаемости наблюдается при 46 °С (рис. 4). Не совсем обычна зависимость вязкости жидкой В. от давления: в области сравнительно низких давлений при темп-рах до 30 °С вязкость с ростом давления уменьшается. Молекула В.— полярная, и жидкая В., и лёд являются диэлектриками. В. диамагнитна. Свойства В. зависят от её изотопного состава. Так, давление пара D_2O при 20 °С на 13% ниже, чем пара H_2O; при 222 °С значение давлений для них одинаковы, а при более высоких темп-рах давление пара D_2O выше, чем для H_2O. Ниже приведены значения нек-рых физ. величин для обычной и тяжёлой В. в газообразном, жидком и твёрдом (лёд I*h*) состояниях при атм. давлении (кроме критич. параметров):

	H_2O	D_2O
Плотность		
лёд при 0°С	0,917 г/см³	1,017 г/см³
жидкость при 20°С	0,9982 г/см³	1,1053 г/см³
Вязкость при 20°С	1,005 спз	1,251 спз
Темп-ра плавления	273,16 К (0°С)	276,97 К (3,815°С)
Темп-ра кипения	373,16 К (100°С)	374,59 К (101,43°С)
Критич. темп-ра	647,3 К (374,15°С)	643,9 К (370,7°С)
Критич. давление	22,06 МПа	21,67 МПа
Критич. плотность	0,322 г/см³	0,356 г/см³
Теплота плавления	332,4 Дж/г	316,6 Дж/г
Теплота кипения	2256,2 Дж/г	2070,9 Дж/г
Теплота сублимации льда при 0°С	2833,9 Дж/г	2639,6 Дж/г
Уд. теплоёмкость (c_p)		
лёд при 0°С	2,038 Дж/г·К	2,202 Дж/г·К
жидкость при 0°С	4,186 Дж/г·К	4,23 Дж/г·К
пар при 0°С	1,905 Дж/г·К	1,68 Дж/г·К
Диэлектрич. проницаемость		
лёд при —10°С	95	92
жидкость при 25°С	78,54	78,25
Теплопроводность		
лёд при 0°С	234,6 мВт/м·К	—
жидкость при 0°С	560,9 мВт/м·К	559,5 мВт/м·К
жидкость при 100°С	678,6 мВт/м·К	644,4 мВт/м·К
пар при 100°С	25,1 мВт/м·К	—
Адиабатич. сжимаемость при 20°С	$4,555\cdot10^{-12}$ м²/Н	$4,70\cdot10^{-12}$ м²/Н
Время диэлектрич. релаксации		
лёд при —10°С	$6\cdot10^{-5}$ с	$9,1\cdot10^{-5}$ с
жидкость при 25°С	$9,22\cdot10^{-12}$ с	$11,89\cdot10^{-12}$ с
Молекулярная магн. восприимчивость при 20°С	$-12,972\cdot10^{-6}$	$-12,948\cdot10^{-6}$
Поверхностное натяжение жидкой воды		
при 0°С	$74,64\cdot10^{-3}$ Н/м	—
при 20°С	$72,75\cdot10^{-3}$ Н/м	$72,57\cdot10^{-3}$ Н/м
при 100°С	$58,89\cdot10^{-3}$ Н/м	$58,85\cdot10^{-3}$ Н/м
Показатель преломления при 20°С	1,333	1,328

Благодаря высоким теплоёмкости, теплоте плавления и испарения, а также особенности зависимости плотности от темп-ры, В. является важным регулятором и

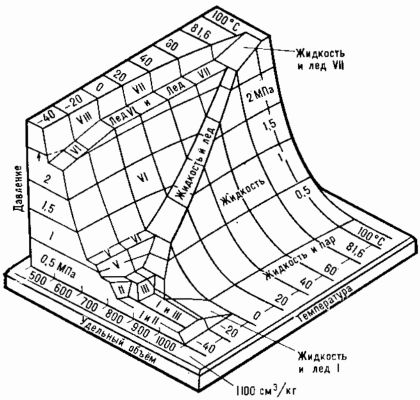


Рис. 1. Фазовая трёхмерная диаграмма воды. Показаны области температуры и давлений существования и сосуществования различных фаз и их удельные объёмы.

стабилизатором климатич. условий на Земле. Высокая диэлектрич. проницаемость, большой дипольный момент молекулы, обеспечивающие хорошую растворимость в В. мн. веществ, широкий температурный интервал существования жидкого состояния наряду с распространённостью В. обусловливают её широкое применение для мн. технол. процессов.

Структура воды. Поскольку молекулы В.— полярные и обладают значит. дипольным моментом, они сильно

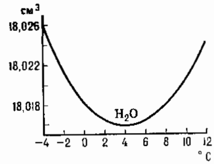


Рис. 2. Температурная зависимость молярного объёма жидкой воды при атмосферном давлении в области её максимальной плотности.

взаимодействуют друг с другом и с др. полярными молекулами. Атомы Н молекулы В. могут образовывать *водородные связи* с атомами кислорода, фтора, азота и нек-рыми др. атомами. Водородная связь изменяет гео-

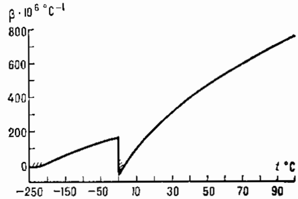


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента β термического расширения льда Ih и жидкой воды (при атмосферном давлении). Заштрихованные участки — области отрицательных значений коэффициента β.

метрию и электронную конфигурацию молекулы В.: длины связей О—Н и валентные углы Н—О—Н увеличиваются. В результате дипольный момент растёт, полосы в колебательных спектрах, обусловленные валентными и деформац. колебаниями, сдвигаются в низкочастотную область и уширяются. В водяном паре

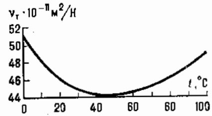


Рис. 4. Температурная зависимость коэффициента изотермической сжимаемости для жидкой воды при атмосферном давлении.

при невысоких давлениях и умеренных темп-рах присутствует небольшое кол-во (ок. 1% при темп-ре кипения и атм. давлении) димеров — систем, состоящих из двух молекул В. Энтальпия образования димеров $(H_2O)_2 \sim 3,6$ ккал/моль (~ 15 кДж/моль), расстояние между атомами кислорода в них $\sim 0,3$ нм. В конденсир. фазах каждая молекула В. может участвовать в четырёх водородных связях: в двух в качестве донора протона и в двух — в качестве акцептора.

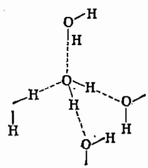


Рис. 5. Тетраэдрическая координация молекул воды в конденсированных фазах. Показана одна из многих возможных ориентаций молекул.

Известно 10 модификаций льда (табл.), существует также аморфный лёд.

Из структурных исследований кристаллич. модификаций льда и кристаллогидратов (органич. и неорганич. кристаллов, в состав к-рых входят молекулы воды)

Симметрии кристаллов и плотность льда

Модификация	Сингония и пространственная группа	Плотность (г/см³) при 98 К и атм. давлении	Плотность (г/см³) в области стабильного существования *
Ih	гексагональная, $P6_3/mmc$	0,94	0,917 (273; 0)
Ic	кубическая, $F\bar{4}3m$	0,94	0,93 (140; 0)
II	тригональная, $R\bar{3}$	1,17	1,18 (240; 2,1)
III	тетрагональная, $P4_12_12$	—	1,15 (251, 2)
IV	тригональная, $R\bar{3}c$	1,27	—
V	моноклинная, $A2/a$	1,23	1,26 (268,8)
VI	тетрагональная, $P4_2/nmc$	1,31	1,34 (288,8)
VII	кубическая, $Im3m$	--	1,65 (298,25)
VIII	»	1,50	1,66 (223,25)
IX	тетрагональная	1,14	—

* Лёд IV является метастабильной фазой в области стабильного существования льда V; лёд IX — упорядоченный по ориентациям молекул вариант льда III, а лёд VIII — льда VII; в скобках темп-ра в К и давление в кбар.

известно, что ср. расстояние O. . .O составляет ~0,28 нм, а угол O—H. . .O в наиб. энергетически выгодной конфигурации 180°. Четыре водородные связи молекулы В. направлены приблизительно к вершинам правильного тетраэдра (рис. 5). В кристаллогидратах довольно часто встречаются молекулы В., участвующие в трёх водородных связях: в двух — в качестве донора и в одной — акцептора. Во всех модификациях льда система водородных связей между молекулами представляет собой трёхмерную сетку (рис. 6). В гексагональной и кубической модификациях, существующих при низких давлениях (льды Ih и Ic), все связи практически прямолинейны и каждая молекула окружена четырьмя другими, находящимися в вершинах правильного тетраэдра. Расположение атомов кислорода в них такое же, как углерода в *алмазе* (лёд I *c*) и лонсдейлите (лёд Ih). В модификациях, устойчивых при высоких давлениях (кроме льдов VII и VIII), связи искривлены (углы O—H. . .O меньше 180°) и углы между ними заметно отличаются от тетраэдрич. (109°28′). В самых плотных

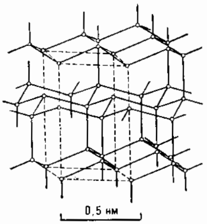


Рис. 6. Структура обычного (I*h*) льда.

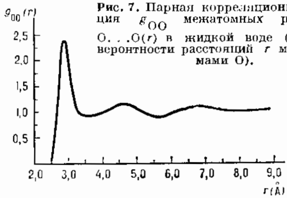


Рис. 7. Парная корреляционная функция g_{OO} межатомных расстояний O. . .O(*r*) в жидкой воде (плотность вероятности расстояний *r* между атомами O).

модификациях VII и VIII две неискажённые сетки, такие же, как во льду I *c*, вставлены одна в другую. В структуре льда VI также можно выделить две вставленные друг в друга сетки, но связи в них сильно искривлены, а окружение молекул заметно отличается от её окружения при идеально тетраэдрической структуре. Все модификации льда (кроме II, VIII и IX) ориентационно разупорядочены. Каждая молекула В. в них может быть ориентирована одним из шести способов (по числу рёбер тетраэдра), за счёт чего кристаллы этих модификаций обладают остаточной энтропией, т. е. при абс. нуле темп-р сохраняется нек-рая разупорядоченность. Низкочастотная диэлектрич. проницаемость ориентационно разупорядоченных модификаций высока (100 и выше), а упорядоченных — низка (~ 3).

Эксперим. данные, полученные с помощью рентгеновского структурного анализа, нейтронографии, колебат. спектроскопии, ЯМР, рассеяния света, термодинамич. методов, исследования диэлектрич. релаксации и др., позволяют утверждать, что трёхмерная приближённо тетраэдрич. сетка водородных связей существует и в жидкой В. во всём интервале темп-р и давлений. Это, в частности, следует из анализа парной *корреляционной функции* расстояний O. . .O (рис. 7), построенной на основании нейтронографич. и рентгенографич. исследований. Положение первого максимума и площадь под ним говорят о том, что каждая молекула в ср. окружена менее чем пятью др. молекулами, находящимися на расстоянии, близком к длине водородной связи, а положение второго максимума (~4,5 Å) соответствует длине ребра тетраэдра вокруг молекулы воды (рис. 5). Эти данные трудно согласовать с существующими моделями В., допускающими наличие в ней ассоциатов, групп, кластеров (в к-рых молекулы соединены водородными связями), разделённых несвязанными молекулами. По-видимому, ближе к реальности т. н. клатратные модели (наиб. известная из них — модель, предложенная О. Я. Самойловым в 1946), постулирующие размещение несвязанных молекул в пустотах трёхмерной сетки («каркаса»), однако эти модели требуют наличия значит. концентрации несвязанных молекул. В действительности же их скорее всего содержится незначит. кол-во. Повышенная плотность жидкой В. по сравнению со льдом I объясняется, как и в случае плотных модификаций льда, уменьшением объёма в результате искривления связей и отклонения координации молекул от идеально тетраэдрической. С другой стороны, ср. длина водородных связей при возрастании темп-ры увеличивается, что приводит к расширению В. Наличие этих двух противоположных тенденций объясняет своеобразную зависимость объёма В. от темп-ры.

Представление о жидкой В. как о трёхмерной тетраэдрич. сетке из связанных друг с другом молекул впервые было высказано Дж. Д. Берналом (J. D. Bernal) и Р. Фаулером (R. G. Fowler) в 1933. Как показали эксперим. данные 70—80-х гг., в жидкой В. реализуется нек-рая случайная тетраэдрич. сетка, отличная от существующих в кристаллич. модификациях льда или в др. тетраэдрич. координированных кристаллич. структурах. Такая концепция наилучшим образом согласуется и с результатами изучения В. теоретич. методами и при помощи численного моделирования на ЭВМ (*молекулярной динамики метод* и *Монте-Карло метод*).

Химические свойства воды. Химически чистая В. состоит почти исключительно из молекул H_2O. Незначительная доля молекул (при 25 °C — примерно одна на $5 \cdot 10^9$) диссоциирует по схеме $H_2O \rightleftarrows H^+ + OH^-$. Протон H^+ в водной среде существовать в свободном состоянии не может и, взаимодействуя с молекулами В., образует комплексы $H_5O_2^+$. Расстояние O. . .O в таких комплексах заметно короче, чем при нормальной водородной связи между нейтральными молекулами. По поскольку протон, по-видимому, находится не точно посредине этой укороч. связи, а ближе к одному из атомов O, то в таком комплексе можно выделить ион оксония H_3O^+. Хотя степень диссоциации в В. ничтожна, она играет большую роль в хим. процессах, происходящих в разл. системах, в том числе в биологических. В частности, она является причиной гидролиза солей слабых к-т и оснований и нек-рых др. реакций, протекающих в В.

При повышенных темп-рах происходит разложение В. на элементы: $2H_2O \rightleftarrows 2H_2 + O_2$ (при давлении 1 атм и темп-ре 1015 °C разлагается 0,034%, при 2215° — 8,6%, при 2483° — 11% молекул). Под действием УФ-излучения (с длиной волны 1650 нм) происходит фотохим. диссоциация В. Ионизирующие излучения вызывают радиолиз В. с образованием H_2, перекиси водорода H_2O_2 и свободных радикалов ($H^{\cdot}$, $OH^{\cdot}$, $HO_2^{\cdot}$).

В. взаимодействует со мн. элементами и веществами. Так, при реакции В. с наиб. активными металлами выделяется водород и образуется соответствующая гидроокись. При реакции В. со мн. окислами образуются к-ты или основания. В. гидролизует гидриды и карбиды щелочных и щелочноземельных металлов и др. вещества.

Среди кристаллогидратов особый интерес представляют клатратные гидраты, в к-рых молекулы В., соединяясь водородными связями друг с другом, образуют трёхмерный каркас, содержащий крупные пустоты, в к-рых размещаются молекулы др. веществ (в т. ч. атомы инертных газов, молекулы углеводородов, CO_2, Cl_2 и др.). Эти клатратные гидраты можно рассматривать как неустойчивые в свободном состоянии модификации льда, стабилизированные внедрившимися в пустоты химически малоактивными молекулами.

Лит.: Хорн Р., Морская химия, пер. с англ., М., 1972; Молекулярная физика и биофизика водных систем, в. 1—4, Л., 1973—79; Юхневич Г. В., Инфракрасная спектроскопия воды, М., 1973; Эйзенберг Д., Кауцман В., Структура и свойства воды, пер. с англ., Л., 1975; Синюков В. В., Структура одноатомных жидкостей, воды и водных растворов электролитов. Историко-химический анализ, М., 1976; Маленков Г. Г., Структура воды, в сб.: Физическая химия. Современные проблемы, М., 1984; Water: a comprehensive treatise, ed. by F. Franks, [v. 1—8], N.Y.—L., 1972—79.

Г. Г. Маленков.

ВОДОРО́Д (лат. Hydrogenium, от греч. hýdōr — вода и gennáō — рождаю), H, — первый элемент периодич. системы элементов, ат. номер 1, ат. масса 1,00794. В природе встречаются 3 изотопа: стабильные протий ^1H (99,985%) и дейтерий D, или ^2H (0,015%), и β^--радиоактивный тритий T, или ^3H (в ничтожных кол-вах, $T_{1/2}=12{,}43$ года). Искусственно получен крайне неустойчивый ^4H. В земной коре на долю В. приходится 1% по массе (16 ат. %), атм. содержание В. менее 10^{-4}% (по объёму), а во Вселенной В. — самый распространённый элемент. Конфигурация электронной оболочки атома В. $1s^1$, энергия ионизации 13,598 эВ. Ковалентный радиус атома H 0,028 нм, радиус иона H^- 0,136 нм. Значение электроотрицательности 2,1.

Молекула В. двухатомна (H_2), межъядерное расстояние 0,084142 нм, энергия диссоциации высока и при 0 К составляет 432,07 кДж/моль, поэтому диссоциация H_2 становится заметной только при высоких темп-рах (степень диссоциации 0,0013 при 2000 °С и 0,95 при 5000 °С). В зависимости от взаимной ориентации ядерных спинов существуют 2 состояния молекулярного В.— орто-водород (параллельные спины) и параводород (антипараллельные спины), различающиеся по физ. свойствам и содержащиеся обычно в отношении 3 : 1. При понижении темп-ры содержание пара-водорода растёт и при 0 К составляет 100 %.

При обычных условиях В.— бесцветный газ, $t_{пл}=-259{,}19$ °С, $t_{кип}=-252{,}77$ °С, плотность газообразного В. (при нормальных условиях) 0,08988 кг/м³, жидкого (23,1 К) 67,2 кг/м³, твёрдого (13 К) 76 кг/м³; критич. темп-ра −240 °С, давление 1,296 МПа (12,8 атм), плотность 31,2 к/гм³. Вязкость (15 °С, 101,33 кПа) 8,7 мкПа·с. Из всех газов В. обладает наивысшей теплопроводностью — 0,168 Вт/(м·К) (при нормальных условиях). Уд. теплоёмкости (0—200 °С): $c_p=14{,}21$ кДж/(кг·К), $c_V=10{,}12$ кДж/(кг·К). Теплота плавления 58,2 кДж/кг, теплота кипения 450 кДж/кг. В воде В. мало растворим (0,0182 мл/г при 20° и 101,33 кПа), хорошо растворим в палладии (до 850 объёмов В. на 1 объём Pd), никеле, платине и др. металлах; диффундирует через мн. металлы, в частности через сталь.

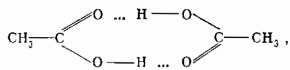
При комнатной темп-ре и давлении 5,7 ГПа В. образует молекулярный кристалл. При дальнейшем повышении давления прочность связи в молекулах H_2 ослабевает и при сверхвысоких давлениях водород станет одноатомным кристаллом, к-рый должен обладать металлич. свойствами. Имеются сообщения о переходе твёрдого В. при низких темп-рах (ок. 4 К) и сверхвысоких давлениях в металлич. состояние.

В хим. соединениях проявляет степени окисления +1 и реже −1. При обычных условиях химически малоактивен, но при нагревании способен реагировать со мн. веществами. Важное значение имеет реакция H_2 с оксидом углерода (II) CO, при к-рой в зависимости от темп-ры, давления и катализатора получаются разл. органич. соединения. В. широко применяется в хим. синтезах, используется при заполнении шаров-зондов и т. п., при сварке и резке металлов. *Дейтерию* и *тритию* отводят важную роль в осуществлении *управляемого термоядерного синтеза.* *С. С. Бердоносов.*

ВОДОРО́ДНАЯ СВЯЗЬ — тип связи между атомами, промежуточный между валентным и невалентным *межатомным взаимодействием*. В. с. может образоваться при наличии атома H между двумя эл.-отрицат. атомами — F, N или O, причём с одним из этих двух атомов атом водорода связан *ковалентной связью*.

Природа В. с. состоит в том, что электронная плотность на линии связи O—H (N—H и т. д.) смещается к более эл.-отрицат. атому O (N и т. д.). При этом протон водорода «оголяется», что способствует сближению эл.-отрицат. атомов соседних молекул. В результате расстояния O. . .O и N. . .O в В. с. O—H. . .O и N — H. . . O оказываются примерно равными сумме ван-дер-ваальсовых *атомных радиусов*, т. е. эл.-отрицат. атомы в кристаллах сближаются так, как будто бы атома водорода между ними нет.

Энергия В. с. на 1—1,5 порядка меньше энергии хим. связи и на 2—3 порядка больше энергии невалентного ван-дер-ваальсова взаимодействия. Наиб. сильную В. с. образуют между собой молекулы HF, к-рые способны соединяться в полимерные структуры H_2F_2, H_3F_3, H_4F_4, H_5F_5 и H_6F_6 (последняя особенно устойчива, поскольку является кольцеобразной и, следовательно, стабилизирована дополнительной В. с.). Весьма сильные В. с. (с энергией ~30 кДж/моль каждая) стабилизируют димер муравьиной к-ты



устойчивый даже в парообразном состоянии. В жидкой и твёрдой воде энергия В. с. составляет ~20 кДж/моль. Примерно такой же энергией характеризуются В. с. N—H. . .O и O—H. . . O во мн. биологически важных молекулах — белках, нуклеиновых к-тах, углеводах и пр.

Наличием В. с. обусловлено своеобразие структуры и физ. свойств воды и водных растворов. Кристаллич. структура льда, существующая при обычных условиях, представляет собой ажурную сетку В. с., в к-рой имеется большое кол-во пустот. При плавлении льда эти пустоты частично заполняются молекулами воды, и потому плотность воды выше плотности льда.

В. с. могут быть не только межмолекулярными (как в рассмотренных выше примерах), но и внутримолекулярными. Внутримолекулярные В. с. являются одним из осн. факторов, стабилизирующих глобулярную структуру молекул белков, к-рая определяет функционирование белков в живых клетках; они же в значительной степени влияют на свойства древесины и бумаги, построенных из волокон целлюлозы, и отвечают за уникальную структуру молекул нуклеиновых к-т.

Лит. см. при ст. *Межатомное взаимодействие.*

В. Г. Дашевский.

ВОДОРО́ДНЫЙ ГЕНЕРА́ТОР — квантовый генератор высокостабильных эл.-магн. колебаний, работа к-рого основана на вынужденном испускании фотонов атомами водорода. В. г. служит частотным репером активных *квантовых стандартов частоты*. В В. г. используют квантовый переход в слабом магн. поле H между магн. подуровнями *сверхтонкой структуры* основного состояния (рис. 1), а именно переход ($F=1$, $m_F=0$)$\to$($F=0$, $m_F=0$) (см. *Атом*, *Атомные спектры*, *Зеемана эффект*). Частота этого перехода ν_0 для слабых полей H

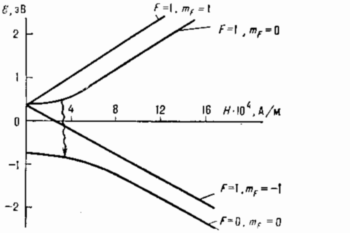


Рис. 1. Зависимость расщепления уровней сверхтонкой структуры в магнитном поле от напряжённости магнитного поля H; $F=J+I$ — полный спин атома (I — спин ядра, J — электрона); Δm_F — проекция полного спина на направление H.

определяется выражением: $\nu_0=(1420405751{,}786+428{,}1\cdot10^{-3}H^2\pm0{,}0046)$ Гц.

Если атомы водорода в верх. энергетич. состоянии (1,0) вводят в *объёмный резонатор*, настроенный на частоту ν_0, эл.-магн. поле резонатора вынуждает их переходить в ниж. состояние (0,0). Начало этому процессу может дать флуктуационное эл.-магн. поле либо спонтанное испускание фотона одним из атомов в резонаторе. При каждом акте вынужденного перехода (1,0)$\to$(0,0) в резонаторе выделяется эл.-магн. энергия, равная $h\nu_0$. Если кол-во атомов в состоянии (1,0), вводимых ежесекундно в резонатор, достаточно для того, чтобы выделяемая ими эл.-магн. энергия компенсировала потери энергии в нём, включая излучение через элемент связи, то наступает самовозбуждение. В результате атомы будут переходить из состояния (1,0) в состояние (0,0). В дальнейшем кол-во переходов (1,0)$\to$(0,0) станет равным кол-ву обратных переходов (эффект насыщения). Это определяет амплитуду установившихся колебаний (см. *Квантовая электроника*).

Устройство В. г. показано на рис. 2. Атомы водорода получают в источнике пучка электролизом H_2O (рис. 3). Молекулярный водород H_2 очищают от примесей методом диффузии сквозь тонкие стенки трубки (Pa, Ni) и превращают в атомарный водород электрич.

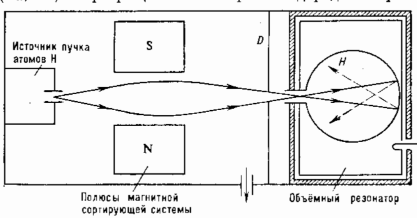


Рис. 2. Схематическое изображение водородного генератора.

разрядом в диссоциаторе. Далее атомы проходят через коллиматор — систему из 150—200 тонких параллельных каналов, формирующих пучок. Интенсивность коллимированного пучка $\sim10^{17}$ атомов / с в телесном угле ~5—6°. Кол-во атомов в состоянии (1,0) в пучке меньше, чем в состоянии (0,0), в соответствии с *Больцмана распределением* по энергии.

Для обогащения пучка атомами в состоянии (1,0) применяется магн. сортирующая система (рис. 2). Обычно это шестиполюсный магнит (рис. 4). При симметричном расположении и гиперболич. форме полюсов одинакового размера в межполюсном зазоре $H=H_0\,(r/a)^2$, где H_0 — напряжённость поля вблизи поверхности полюсов, a — расстояние от оси симметрии магнита

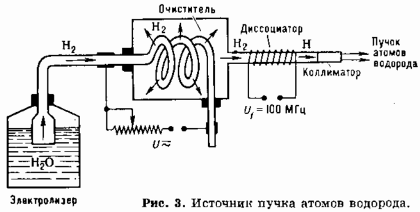


Рис. 3. Источник пучка атомов водорода.

до поверхности полюсов, r — расстояние от оси магнита (0) до рассматриваемой точки. Сила, действующая на атомы водорода в магн. поле, $f=-\mathrm{grad}\,U$, где $U=\pm\mu_0H$ ($\mu_0H\gg h\nu_0$) — энергия взаимодействия атомов с полем, μ_0 — магн. дипольный момент атома водорода, знаки $\pm$ относятся соответственно к атомам в состоянии (1,0) и (0, 0). Атомы влетают в сортирующую систему вдоль оси симметрии 0. Сила, действующая на атомы внутри сортирующей системы, искривляет их траектории т. о., что атомы в состоянии (1,0) фокусируются на оси 0, а атомы в состоянии (0, 0) выбрасываются из пучка. Из-за разброса атомов по нач. скоростям фокусирующие свойства сортирующей системы несовершенны. Их улучшают с помощью диафрагмы D (рис. 2).

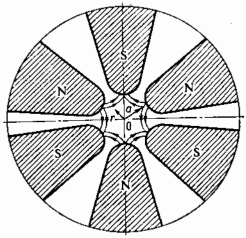


Рис. 4. Магнитная сортирующая система (поперечное сечение); пунктир — силовые линии.

Отсортированные атомы в состоянии (1,0) попадают в накопит. ячейку Н, находящуюся внутри резонатора. Обычно это цилиндрич. резонатор с типом колебаний H_{011}, обладающий наиб. однородной структурой высокочастотного магн. поля H_1 (резонатор изготавливают из ситалла, имеющего низкий температурный коэф. расширения). Для уменьшения потерь поверхность резонатора покрывают слоем Ag (20—50 мкм). Для получения макс. добротности диаметр резонатора выбирают близким к его высоте (280 мм). Добротность резонатора с расположенной в нём накопит. ячейкой достигает значения $Q_р\approx4\cdot10^4$, что значительно выше требующегося для самовозбуждения. Накопит. ячейкой служит тонкостенная колба из плавленого кварца (диам. 14—20 см, толщина стенок 1 мм), снабжённая узким входным каналом для увеличения времени нахождения атомов в накопит. ячейке до 1 с (пучок атомов проходит сквозь канал в колбу беспрепятственно, а вероятность обратного вылета атомов из колбы мала, т. к. пропорциональна отношению площади входного канала к площади поверхности колбы). Внутр. поверхность колбы покрыта плёнкой тефлона, при соударениях с к-рой лишь 1 атом из 10^5 атомов в состоянии (1,0) переходит в состояние (0,0) без вынужденного испускания фотона, т. е. не принимает участия в генерации. Диаметр колбы меньше длины волны В. г. ($\lambda=21$ см), что подавляет доплеровское уширение спектральной линии (см. *Доплера эффект*). Для исключения влияния внеш. темп-ры и магн. поля на работу

В. г. резонатор помещён в двухступенчатый термостат и защищён трёхслойным магн. экраном.

Теоретическое описание. Работу В. г. можно объяснить в рамках квантового описания ансамбля атомов водорода и классич. описания высокочастотного эл.-магн. поля в резонаторе. Для ансамбля атомов вводится макроскопич. вектор поляризации $\boldsymbol{P}$, вычисляемый квантовомеханически. Если разность населённостей уровней (1,0) и (0,0) $\Delta N = N_1 - N_2$, напряжённость $\boldsymbol{H}_1$ высокочастотного магн. поля и поляризация $\boldsymbol{P}$ постоянны внутри резонатора, то ур-ния, приближённо описывающие связь этих величин, имеют вид:

$$\ddot{P} + \frac{2}{\tau}\dot{P} + \omega_л^2 P = -\frac{2M^2\omega_0}{\hbar} HN; \qquad (1)$$

$$\Delta\dot{N} + \frac{1}{\tau}(\Delta N - \Delta N_0) = 2H\dot{P}/\hbar\omega_0; \qquad (2)$$

$$\ddot{H} + \frac{\omega_p}{Q_p} \dot{H}_1 + \omega_p^2 H_1 = -4\pi\ddot{P}. \qquad (3)$$

Здесь τ — время релаксации, т. е. ср. время, за к-рое атомы водорода в резонаторе переходят из состояния (1,0) в состояние (0,0) при $H_1=0$. Величина τ близка к времени пребывания атома в накопит. ячейке; $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $\omega_л^2 = \omega_0^2 + \frac{1}{\tau^2}$ — угловая частота, соответствующая вершине спектральной линии; M — матричный элемент магн. дипольного квантового перехода $(1,0) \to (0,0)$; ω_p, Q_p — резонансная частота и нагруженная добротность резонатора; ΔN_0 — разность населённостей атомов водорода в отсутствие эл.-магн. поля в резонаторе ($H_1=0$).

Решение ур-ний (1) — (3) приводит к след. выражениям для H_1^2 и угловой частоты генерации:

$$H_1^2 = \frac{4\pi Q\hbar}{\tau}\left\{\Delta N_0 - \frac{\hbar}{4\pi Q_p M^2\tau}(1+\delta^2\tau^2)\right\}; \qquad (4)$$

$$\omega = \omega_л(1-\delta); \quad \delta = \frac{2Q_p}{\omega_p\tau}(\omega_л - \omega_p). \qquad (5)$$

Ф-ла (4) определяет пороговую разность населённостей в единице объёма резонатора $(\Delta N_0)_п$, при превышении к-рой наступает самовозбуждение В. г.:

$$(\Delta N_0)_п = \frac{\hbar}{4\pi Q_p M^2\tau}(1+\delta^2\tau^2). \qquad (6)$$

Условие самовозбуждения $\Delta N \geqslant (\Delta N_0)_п$. Пучок атомов, влетающих в накопит. ячейку, состоит в осн. из атомов в состоянии (1,0), т. е. $(\Delta N_0)_п$ определяется кол-вом атомов $n_п$, влетающих в накопит. ячейку в 1 с; $n_п = V_p/\eta\tau(\Delta N_0)_п$, где V_p — объём резонатора, η — коэф.,

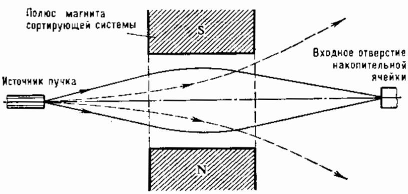


Рис. 5. Траектории движения атомов водорода; в состоянии (1,0) — сплошные линии, в состоянии (0,0) — пунктир.

учитывающий неоднородность напряжённости поля H_1 в объёме резонатора и то, что накопит. ячейка занимает только часть объёма резонатора. Макс. мощность генерации В. г. $P = \hbar\omega_л(n - n_п)$. При $n = 10^{14}$—10^{12} атомов/с и $n \gg n_п$ $P \sim 10^{-10}$—10^{-12} Вт.

Из (5) следует, что отклонение частоты генерации ω от $\omega_л$ зависит от погрешности настройки резонатора на частоту $\omega_л$ из-за *затягивания частоты*. Несмотря на то, что для В. г. выполняются условия $Q_p/Q_л \ll 1$ и $|(\omega_л - \omega_p)\omega_л| \ll 1$, ω отличается от $\omega_л$. В В. г., работающих в составе квантовых стандартов частоты, принимаются спец. меры по настройке резонатора на частоту $\omega_л$, обеспечивающие относит. воспроизводимость частоты $\sim 10^{-13}$.

Лит.: Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Ораевский А. Н., Молекулярные генераторы, М., 1964; Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М., 1968; Гайгеров Б. А. и др., Квантовая мера частоты на водородном генераторе, «Измерительная техника», 1972, № 11; Страховский Г. М., Успенский А. В., Основы квантовой электроники, М., 1973. *Е. Н. Базаров.*

ВОДОРОДНЫЙ ЦИКЛ (протон-протонная цепочка) — последовательность *термоядерных реакций* в звёздах, приводящая к превращению водорода в гелий без участия катализаторов. В. ц. — осн. источник энергии звёзд с массой $M < 1{,}2\ M_\odot$ (масс Солнца) на нач. стадиях их существования (см. *Эволюция звёзд*). Наиб. важные реакции В. ц.:

$$\mathrm{I.}\quad \begin{array}{c} ^1H + {}^1H \longrightarrow {}^2D + e^+ + \nu \\ ^2D + {}^1H \longrightarrow {}^3He + \gamma \\ ^3He + {}^3He \longrightarrow {}^4He + 2\,{}^1H \\ \text{или } {}^3He + {}^4He \longrightarrow {}^7Be + \gamma \end{array}$$

$$\begin{array}{lll} & ^7Be + e^- \longrightarrow {}^7Li + \nu \quad \text{или} & ^7Be + {}^1H \longrightarrow {}^8B + \gamma \\ \mathrm{II.} & ^7Li + {}^1H \longrightarrow 2\,{}^4He & ^8B \longrightarrow {}^8Be^* + e^+ + \nu \\ \mathrm{III.} & & ^8Be^* \longrightarrow 2\,{}^4He \end{array}$$

В. ц. начинается реакцией столкновения двух протонов (^1H или p) с образованием ядра дейтерия (^2D). Дейтерий реагирует с протоном, образуя изотоп гелия ^3He с испусканием γ-фотона. Два ядра ^3He при столкновении образуют ^4He с отщеплением двух протонов либо ^3He соединяется с ^4He и даёт ядро ^7Be. Последнее в свою очередь захватывает либо электрон (e^-), либо протон, и возникает ещё одно разветвление протон-протонной цепочки реакций. В результате В. ц. может идти тремя разл. путями I, II и III.

В табл. приведены осн. параметры реакций В. ц.: Q — полное энерговыделение; τ — характерное время протекания реакций; энергия испускаемых нейтрино

Параметры реакций водородного цикла

Реакции	Q, МэВ	τ, лет	ε_ν, МэВ; X
$^1H(p, e^+)\,^2D$	1,44	$8{,}2 \cdot 10^9$	$\varepsilon_\nu = 0{,}26$; $\varepsilon_{\nu,\,макс} = 0{,}42$
$^2D(p, \gamma)\,^3He$	5,49	$4{,}4 \cdot 10^{-8}$	$X(^2D) = 2{,}7 \cdot 10^{-18}$
$^3He(^3He, 2p)\,^4He$ . .	12,86	$2{,}4 \cdot 10^5$	$X(^3He) = 1{,}6 \cdot 10^{-5}$
$^3He(^4He, \gamma)\,^7Be$ . . .	1,59	$9{,}5 \cdot 10^5$	$X(^7Be) = 1{,}2 \cdot 10^{-11}$
$^7Be(e^-, \gamma)\,^7Li$	0,862	0,30	$\varepsilon_\nu = 0{,}862$ (90%), 0,383 (10%); $\bar{\varepsilon}_\nu = 0{,}81$
$^7Li(p, {}^4He)\,^4He$ . . .	17,348	$3{,}8 \cdot 10^{-5}$	$X(^7Li) = 1{,}5 \cdot 10^{-15}$
$^7Be(p, \gamma)\,^8B$	0,137	$1{,}0 \cdot 10^2$	$X(^8B) = 4 \cdot 10^{-21}$
$^8B(e^+, \nu)\,^8Be^*$	15,08	$3{,}0 \cdot 10^{-8}$	$\bar{\varepsilon}_\nu = 7{,}3$; $\varepsilon_{\nu,\,макс} = 14{,}06$
$^8Be^* \longrightarrow 2\,^4He$ . . .	2,99		
$4\,^1H \longrightarrow {}^4He + 2\nu$ . . .	26,73		$\bar{\varepsilon}_\nu = 0{,}6$

ε_ν и её ср. $\bar{\varepsilon}_\nu$ и макс. $\varepsilon_{\nu,\,макс}$ значения в случае, когда нейтрино испускаются с энергией в интервале $0 < \varepsilon_\nu < \varepsilon_{\nu,\,макс}$, а также концентрации промежуточных атомных ядер (по массе X), устанавливающиеся в процессе В. ц. Величины τ и X рассчитаны для физических условий, близких к ожидаемым в центре Солнца: при температуре $T \approx 15 \cdot 10^6$ К, плотности 100 г/см^3 и равных концентрациях водорода и гелия по массе $X_H = X_{He} = 0{,}5$. Скорости промежуточных реакций очень велики по сравнению со скоростью первой реакции В. ц. Поэтому ^2D, ^3He, ^7Be, ^7Li и ^8B не накапливаются в сколько-нибудь заметных количествах. Примерно в 70% всех случаев В. ц. заканчивается ветвью I, в 30% — ветвью II, а на долю ветви III приходится менее 0,1% случаев. В последней строке табл. приведён итог В. ц.: каждая ветвь заканчивается образованием ядра ^4He из четырёх протонов с испусканием двух нейтрино. При этом выделяется энергия 26,73 МэВ, из к-рой в ср. ок. 0,6 МэВ уносят нейтрино. В недрах звёзд при $T \geqslant 18 \cdot 10^6$ К с В. ц. конкурирует *углеродно-азотный цикл*.

Лит.: Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1986.

Д. К. Надёжин.

ВОДОРОДОПОДО́БНЫЕ А́ТОМЫ — атомы (ионы), состоящие, подобно атому водорода, из ядра и одного электрона. К ним относятся ионы элементов с ат. номером $Z \geqslant 2$, потерявшие все электроны, кроме одного: He^+, Li^{+2}, B^{+3}, . . . Вместе с водородом они образуют простейший *изоэлектронный ряд*. Уровни энергии (и спектры) В. а. подобны водородным, отличаясь от них масштабом энергий (и частот) переходов в Z^2 раз (см. *Атом*).

Системы, подобные В. а., образуют атомное ядро и мезон (*мезоатом*), а также электрон и позитрон (*позитроний*); для этих систем также получаются аналогичные водородным уровни энергии и спектры.

ВОЗБУЖДЕ́НИЕ А́ТОМА И МОЛЕ́КУЛЫ — квантовый переход атома или молекулы с более низкого (напр., основного) уровня энергии на более высокий при поглощении ими фотонов (фотовозбуждение) или при столкновениях с электронами и др. частицами (возбуждение ударом).

Под действием света относительно слабой интенсивности В. а. и м. происходит в результате поглощения одного фотона частоты ν и энергии $h\nu = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_k$, где $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_k$ — энергии нач. и конечных уровней энергии атомной системы (с учётом ширины уровней). *Сечение* фотопоглощения равно:

$$\sigma_\nu = \frac{1}{4} \frac{g}{g'} a_\nu \lambda^2,$$

где λ — длина волны света, g и g' — статистич. веса начальных и конечных уровней энергии; безразмерная величина a_ν — вероятность спонтанного испускания, приходящаяся на единичный интервал частот, зависящая от сорта атомов и характеристик уровней энергии $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_k$.

В поле лазерного излучения возможно возбуждение с одноврем. поглощением неск. фотонов, суммарная энергия к-рых равна энергии перехода в атоме или молекуле $\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_k$ (см. *Многофотонные процессы*).

При столкновениях с электронами и др. атомными частицами элементарный акт В. а. и м. характеризуется сечением возбуждения σ, зависящим от строения сталкивающихся частиц и скорости их относит. движения v (см. *Столкновения атомные*). Для анализа кинетики возбуждения используется величина, наз. скоростью возбуждения:

$$\langle v\sigma(v) \rangle = \int vF(v)\, \sigma(v)\, dv,$$

где $F(v)$ — ф-ция распределения по скоростям возбуждающих частиц. Кинетич. энергия частиц, равная энергии перехода в атоме (молекуле), наз. пороговой. При возбуждении нейтральных атомов (кроме водорода) электронами пороговой энергии σ равно нулю. С ростом энергии электронов вплоть до значений порядка 2—5 пороговых (в зависимости от строения электронных оболочек) σ возрастает, а при бо́льших энергиях начинает убывать. На возрастающей части кривой зависимости σ от энергии электронов возможно наличие неск. максимумов, связанных с интерференцией разл. квантовых состояний атома (см. *Интерференция состояний*).

Для атома водорода сечения возбуждения конечны и при пороговых значениях энергии электронов, что связано с наличием *вырождения* уровней с разл. значениями орбитального квантового числа (рис. 1). Для всех положит. ионов сечения σ возбуждения также конечны при пороговых значениях энергии электронов вследствие дальнодействующего взаимодействия между ионом и внеш. электроном.

Возбуждение атомов в столкновениях с ионами и др. атомами эффективно при кинетич. энергии сталкивающихся частиц $\sim$ 100 эВ и выше. При меньших энергиях они крайне малы и в области пороговых энергий

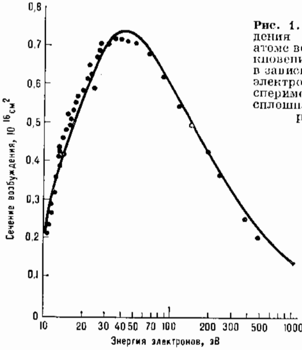


Рис. 1. Сечение возбуждения перехода 1—2 в атоме водорода при столкновении с электронами в зависимости от энергии электронов; точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — теоретическая.

экспериментально не наблюдались. Качеств. подобие сечений межатомных столкновений сечениям электрон-но-атомных столкновений реализуется в масштабе скоростей относит. движения — при скоростях порядка и больше скоростей орбитальных электронов. При меньших скоростях (т. н. медленных столкновениях) механизм возбуждения объясняется образованием квазимолекулы в процессе столкновения и переходом электронов между молекулярными уровнями энергии. На рис. 2 показано сечение возбуждения перехода 1—2 в атоме водорода протонным ударом.

Возбуждение молекул при атомных столкновениях характеризуется большим многообразием процессов в связи с наличием колебат. и вращат. структуры их уровней энергии. Возбуждение электронных переходов (при усреднении по колебательно-вращат. состояниям) в целом описывается теми же закономерностями, что и возбуждение атомов. Колебат. и электронно-колебат. переходы исследованы полнее, чем вращательные.

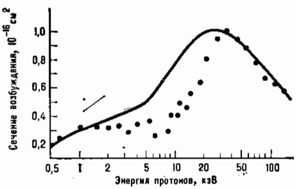


Рис. 2. Сечение возбуждения перехода 1—2 в атоме водорода при столкновении с протонами в зависимости от энергии протонов; точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — теоретическая.

В атомно-молекулярных столкновениях могут возбуждаться обе сталкивающиеся частицы. К образованию атомов (и молекул) в возбуждённом состоянии может приводить также фотодиссоциация молекул (см. *Диссоциация молекулы*), перезарядка ионов при столкновении с атомами [3] и молекулами.

Лит.: Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, М., 1977; Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Атом в сильном световом поле, М., 1978; Друкарев Г. Ф.,

Столкновения электронов с атомами и молекулами, М., 1978; Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979.
Л. П. Пресняков.

ВОЗБУЖДЁННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — изменение электропроводности веществ под действием потока частиц (электронов, ионов и др.), энергия к-рых достаточна для создания добавочных (неравновесных) носителей заряда (см. *Электронно-возбуждённая проводимость*), или под действием эл.-магн. излучения (см. *Фотопроводимость*).

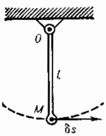
ВОЗБУЖДЁННОЕ СОСТОЯНИЕ квантовой системы (атома, молекулы, атомного ядра и т. д.) — неустойчивое состояние с энергией, превышающей энергию основного (нулевого) состояния. Квантовая система переходит из основного состояния в В. с. путём *квантового перехода* при поглощении эл.-магн. энергии или при взаимодействии с др. квантовыми системами, напр. при столкновениях (см., напр., *Возбуждение атома и молекулы*, *Ядерные реакции*).

ВОЗГОНКА — то же, что *сублимация*.

ВОЗДУХ — смесь газов, из к-рых состоит атмосфера Земли (азот — 78,08%, кислород — 20,95%, инертные газы и водород — 0,94%, CO_2—0,03%, в небольших кол-вах O_3, CO, NH_3, CH_4, SO_2 и др.). Ср. мол. масса ок. 29 атомных единиц. При 0 °С давление В. над уровнем моря 101325 Па (1 ат, или 760 мм рт. ст.). В этих, т. н. нормальных, условиях масса 1 л В. равна 1,2928 г; темп-ра кипения жидкого В. при нормальном давлении ок. 83 К. Показатель преломления 1,00029, диэлектрич. проницаемость 1,000059. Критич. темп-ра В. 140,7 °С, критич. давление 3,7 МН/м².

Для большинства расчётов В. можно считать *идеальным газом*, отклонения свойств В. от свойств идеального газа характеризуется коэф. сжимаемости, к-рый при 0 °С равен 1,00060. Теплоёмкость, вязкость и теплопроводность В. в значит. степени зависят от давления и темп-ры. См. также *Атмосфера*.

ВОЗМОЖНЫЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ (виртуальные перемещения) — бесконечно малые перемещения, к-рые могут совершать точки механич. системы из рассматриваемого в данный момент времени положения, не нарушая наложенных на систему в этот момент времени связей (см. *Связи механические*).



Напр., для груза, подвешенного на стержне длиной l к неподвижному сферич. шарниру O (рис.), В. п. из положения M будет любое бесконечно малое перемещение δs, перпендикулярное MO, т. е. направленное по касательной к поверхности сферы радиуса l. При этом безразлично, находится ли груз в положении M в покое или движется и проходит через положение M в какой-то момент времени t. В последнем случае груз, продолжая движение, совершит из положения M за промежуток времени dt действит. элементарное перемещение ds, к-рое совпадает с одним из В. п. Этот результат имеет место всегда, когда связь стационарна (не изменяется со временем).

Если же шарнир укреплён на ползуне, к-рый будет перемещаться, напр., вертикально вниз, то получится случай нестационарной связи (связи, изменяющейся со временем). Когда при этом груз в какой-то момент времени t придёт в положение M, то его В. п. из данного положения в этот момент времени будет по-прежнему любое бесконечно малое перемещение δs, перпендикулярное MO. Однако действит. перемещение, к-рое груз совершит за промежуток времени dt, продолжая своё движение из положения M вместе со стержнем, не будет, очевидно, совпадать ни с одним из В. п. груза в положении M.

Если стержень OM заменить нерастяжимой нитью, то связь станет неудерживающей. В этом случае В. п. груза из положения M будут не только все перемещения, перпендикулярные нити, но и перемещения, направленные во внутрь сферы радиуса l с центром в точке O. Если положение механич. системы однозначно определяется n независимыми между собой параметрами, $q_1, q_2, \ldots, q_n$, то В. п. каждой точки системы, положение к-рой определяется её радиусом-вектором $\boldsymbol{r}_k$, где $\boldsymbol{r}_k = \boldsymbol{r}_k(q_1, q_2, \ldots, q_n)$, будет:

$$\delta s_k = \delta \boldsymbol{r}_k = \sum_{i=1}^{n} \frac{\partial \boldsymbol{r}_k}{\partial q_i} \delta q_i. \qquad (*)$$

В случае нестационарных связей равенства, выражающие зависимость $\boldsymbol{r}_k$ от q_i, будут содержать время t и $\boldsymbol{r}_k = \boldsymbol{r}_k(t, q_1, q_2, \ldots, q_n)$. Однако ф-ла (*) при этом сохраняется, а время t считается равным пост. величине t_1, где t_1 — значение момента времени, в к-рый вычисляется В. п.

Понятие о В. п. используется в механике для определения условий равновесия и составления ур-ний движения механич. систем (см. *Возможных перемещений принцип*).
С. М. Тарг.

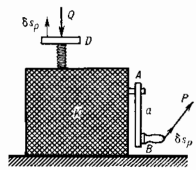
ВОЗМОЖНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ПРИНЦИП (виртуальных перемещений принцип) — один из осн. принципов механики, выражающий общее условие равновесия механич. системы. При рассмотрении условий равновесия механич. системы методами геом. статики действие наложенных на систему связей (см. *Связи механические*) учитывается введением соответствующих наперёд неизвестных сил, наз. реакциями связей. Для сложных систем применение этого метода приводит к необходимости решать большое число алгебраич. ур-ний со мн. неизвестными. В методе решения задач статики, вытекающем из В. п. п., учёт наложенных на систему связей производится введением понятия о т. н. *возможных перемещениях* системы из рассматриваемого положения. При этом в случае идеальных связей вообще не возникает необходимости рассматривать реакции, что значительно облегчает решение и расширяет класс разрешимых задач.

Условие равновесия, даваемое В. п. п., гласит: для равновесия любой механич. системы с удерживающими идеальными связями необходимо и достаточно, чтобы сумма элементарных работ действующих на неё активных сил при любом возможном перемещении системы была равна нулю.

Математически В. п. п. выражается ур-нием:

$$\sum_{i=1}^{n} F_i \delta s_i \cos \alpha_i = \sum_{i=1}^{n} (X_i \delta x_i + Y_i \delta y_i + Z_i \delta z_i) = 0, \qquad (1)$$

где F_i — равнодействующая всех активных сил, приложенных к i-й точке системы; X_i, Y_i, Z_i — проекции силы F_i на оси прямоугольной системы координат; δs_i — модуль возможного перемещения i-й точки; δx_i, δy_i, δz_i — проекции этого перемещения на те же оси; α_i — угол между направлениями силы и возможного перемещения. В. п. п. можно пользоваться и при наличии в системе связей с трением, если силы трения включить в число активных сил.



В. п. п. применяется при изучении условий равновесия сложных механич. систем (механизмы, машины и др.). Особенно просто с помощью В. п. п. находятся условия равновесия системы, имеющих одну степень свободы (см. *Степеней свободы число*). Напр., для подъёмного механизма (рис.), детали к-рого скрыты в коробке K, ур-ние (1) даёт условие равновесия:

$$P \cdot \delta s_B - Q \, \delta s_D = 0 \qquad (2)$$

(P и Q — действующие силы).

Связь между перемещениями δs_B и δs_D можно установить, если известно, что равномерному вращению рукоятки AB соответствует равномерный подъём винта D, причём за каждый полный оборот рукоятки подъём винта равен h; тогда искомая связь даётся пропорцией $\delta s_B : \delta s_D = 2\pi a : h$, где a — длина рукоятки. Из ур-ния (2) определяется условие равновесия механизма: $P = Qh/2\pi a$.

Методами геом. статики рассмотренная задача (если не будут указаны все детали скрытого в коробке механизма) вообще решена быть не может. Для систем с неск. степенями свободы ур-ния (1) можно составлять для каждого независимого перемещения системы в отдельности.

В. п. п. широко используются также в статике деформируемых (твёрдых и жидких) тел. При этом учитываются все действующие на тело объёмные и поверхностные силы, включая внутр. напряжения, а суммирование в ур-нии (1) заменяется интегрированием соответственно по объёму и поверхности тела.

О применении метода, аналогичного даваемому В. п. п. к решению задач динамики, см. *Д'Аламбера—Лагранжа принцип.*

Лит.: Суслов Г. К., Теоретическая механика, 3 изд., М.— Л., 1946; Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, ч. 1, 9 изд., М., 1972; Лагранж Ж. Л., Аналитическая механика, пер. с франц., т. 1, 2 изд., М.— Л., 1950. *С. М. Тарг.*

ВОЗМУЩЕ́НИЙ ТЕО́РИЯ — метод решения задач, основанный на разложении по малому параметру (ε), позволяющий вслед за решением «невозмущённой» задачи, соответствующей нулевому значению малого параметра, находить путём последовательных итераций решение «возмущённой», отвечающей $\varepsilon \neq 0$. При этом возмущением является любое малое отклонение от упрощённой задачи, допускающей точное решение.

Лишь огранич. класс задач может быть решён точно, поэтому практически в каждой проблеме приходится использовать упрощённое описание, к-рое сводится к нахождению одного или неск. членов разложения искомого решения по малому параметру. Малый параметр может явно содержаться в исходных ур-ниях, но в ряде случаев его приходится вводить искусственно, для удобства. В сложных задачах требуется преобразовывать исходные ур-ния и только после нетривиальных упрощений удаётся выделить малый параметр и использовать В. т. Если старшей из степеней малого параметра ε, к-рая учитывается в решении, является ε^m, то говорят об m-м приближении В. т. Решение исходной невозмущённой задачи соответствует, т. о., нулевому приближению. Выбор нулевого приближения определяется критериями удобства и простоты, а также условием быстрой сходимости ряда по степеням ε, к-рый описывает вклад последоват. итераций по возмущению.

В. т. широко используется для решения задач в математике, физике, механике, химии, технике. Рассмотрим ряд примеров, имеющих наиболее общий характер и достаточно широкую область применимости.

Теория возмущений в небесной механике

Исторически термин «возмущение» пришёл в физику именно отсюда. Методы В. т. развивались в этой области на протяжении двух-трёх столетий, и разработанная здесь общая и эффективная методика В. т. имеет широкую сферу применимости.

Типичная проблема, к-рую приходится решать при изучении движения небесных тел, состоит в следующем. Известно невозмущённое движение планеты вокруг Солнца (задача двух тел, или задача Кеплера). Требуется учесть возмущения орбиты планеты, возникающие под влиянием постороннего третьего тела (задача трёх тел) или неск. тел. Такими телами обычно являются другие планеты Солнечной системы. Вызываемые ими возмущения, как правило, малы (напр., взаимодействие Земли с Юпитером, к-рый оказывает наиб. из всех планет влияние на орбиту Земли, не превышает 1/17000 от взаимодействия с Солнцем). Но точность астр. данных очень высока, поэтому во многих случаях оказывается недостаточным ограничиться первым приближением В. т.

В нулевом приближении орбита планеты (для определённости далее будем говорить о Земле) является эллипсом. Положение Земли на орбите определяется заданием момента времени t и шести постоянных (по числу степеней свободы тела — три компоненты координаты и три компоненты скорости): большой полуоси эллипса a, эксцентриситета δ, долготы узла Ω (характеризующей угол между осью x и линией узлов, к-рая определяется пересечением плоскости эллипса с фиксированной координатной плоскостью xy), угла наклона i плоскости эллипса к плоскости xy, долготы перигелия ω (характеризующей угол между радиусом-вектором перигелия и линией узлов), т. н. ср. эпохи τ (определяющей момент времени прохождения планеты через перигелий). Параметры a, δ задают форму эллипса, углы Ω, i определяют положение плоскости эллипса в пространстве, а ω — положение эллипса в его собств. плоскости, параметр τ фиксирует начало отсчёта времени. Обозначим через ξ_j, $j = 1, \ldots, 6$ набор из перечисл. постоянных. Орбита другой планеты (для определённости — Юпитера) также характеризуется заданием своих шести постоянных ξ'_j. При учёте взаимодействия с Юпитером орбита Земли искажается и уже не является эллипсом. Но если в какой-то момент времени t_0 «выключить» это взаимодействие, то с данного момента Земля снова начнёт двигаться по эллипсу, касательному к реальной орбите. Её траектория при $t > t_0$ будет характеризоваться набором постоянных $\xi_j(t_0)$ [эллипс касается реальной орбиты, поскольку параметры $\xi_j(t_0)$ однозначно определяют начальные положения $q(t_0)$ и скорость $\dot{q}(t_0)$]. Т. о., реальная траектория характеризуется заданием в каждой точке касательных эллипсов, по к-рым двигалась бы Земля при мгновенном выключении взаимодействия с Юпитером в момент времени, отвечающий данной точке траектории. Поэтому реальная траектория определяется набором величин $\xi_j(t)$, к-рые наз. оскулирующими (касательными) элементами. Такое описание хорошо приспособлено к применению В. т. из-за того, что зависимость оскулирующих элементов от времени возникает только благодаря возмущению, вызванному влиянием постороннего тела.

Процедура В. т. состоит теперь в следующем. Возмущающие силы зависят от t и неизвестных элементов орбиты $\xi_j(t)$ и $\xi'_j(t)$. Но в первом приближении эти силы можно вычислять при постоянных элементах орбиты, отвечающих значениям оскулирующих элементов при $t = 0$. Иначе говоря, действит. возмущающие силы можно заменить теми силами, к-рые действовали бы на тело при движении по первоначальным эллипсам, удовлетворяющим законам Кеплера. Если в качестве параметров орбиты выбраны оскулирующие элементы, то это хорошее приближение, т. к. их изменение в процессе реального движения является небольшим (пропорциональным возмущающей силе). Далее, при заданных возмущающих силах можно найти новые элементы орбиты, снова подставить их в возмущающие силы и т. д. Возникает ряд по степеням возмущающих сил, к-рый в случае планетной системы является рядом по малой величине отношения масс планет к массе Солнца. Описанная процедура наз. методом вариации постоянных. Аналитически она выглядит след. образом.

Ур-ния движения системы тел в канонич. форме имеют вид:

$$\dot{q}_a = \frac{\partial H}{\partial p_a}, \quad \dot{p}_a = -\frac{\partial H}{\partial q_a}, \quad a = 1, 2, \ldots, n, \qquad (1)$$

где q_a, p_a — обобщённые координаты и импульсы, $2n$ — число степеней свободы,

$$H = H_0(q, p) + H_1(q, p, t), \qquad (2)$$

H_0 — невозмущённая *Гамильтона функция* (отвечает задаче Кеплера), q, p — совокупность всех q_a, p_a, H_1 — возмущение (учитывает взаимодействие с другой планетой). Решение невозмущённой задачи (при $H_1=0$) имеет вид:

$$q_a=q_a(\alpha_j,\ \beta_j;\ t),\quad p_a=p_a(\alpha_j,\ \beta_j;\ t),\quad j=1,\ \dots,\ n, \tag{3}$$

где α_j, β_j — произвольные постоянные, в качестве к-рых в рассмотренном выше примере можно выбрать оскулирующие элементы. Тогда с учётом возмущения α_j и β_j становятся ф-циями времени:

$$\dot{\alpha}_j=\frac{\partial H_1}{\partial \beta_j},\quad \dot{\beta}_j=-\frac{\partial H_1}{\partial \alpha_j}. \tag{4}$$

Ур-ниям (4) можно придать форму:

$$\dot{x}_k=\varepsilon f_k(x_1,\ \dots,\ x_{2n};\ t),\quad k=1,\ \dots,\ 2n, \tag{5}$$

в к-рой явно выделен малый параметр ε, содержащийся в возмущении. С помощью подходящего преобразования нач. условия всегда можно выбрать нулевыми: $x_k(0)=\dot{x}_k(0)=0$. Решение удобно искать в виде ряда по ε:

$$x_k(t)=x_k^{(0)}+\varepsilon x_k^{(1)}+\dots;\quad \dot{x}_k(t)=\dot{x}_k^{(0)}+\varepsilon\dot{x}_k^{(1)}+\dots. \tag{6}$$

Подставляя (6) в (5) и приравнивая члены при одинаковых степенях ε, получаем:

$$\dot{x}_j^{(1)}=f_j(0,\ 0,\ \dots,\ 0;\ t);\ x_j^{(1)}=\int_0^t \dot{x}_j^{(1)}\,dt;$$
$$\dot{x}_j^{(2)}=\sum_{k=1}^{2n} x_k^{(1)}\left(\frac{\partial}{\partial x_k} f_j(x_1,\ \dots,\ x_{2n};\ t)\right)_{x=0}; \tag{7}$$
$$x_j^{(2)}=\int_0^t \dot{x}_j^{(2)}\,dt$$

и т. д. Т. о., задача сводится к последоват. вычислению ряда интегралов от известных ф-ций.

Однако при конкретном осуществлении описанной процедуры часто возникают осложнения. Координата планеты $q(t)$ в нулевом приближении является периодич. ф-цией времени, к-рая содержит осн. гармонику с частотой $\omega=2\pi/T$ (где T — период обращения планеты) и колебания, отвечающие высшим гармоникам с частотами $n_j\omega_j$. Поэтому все ф-ции, входящие в задачу, представляются в виде рядов Фурье, а ур-ния (4), (5) должны быть написаны для коэффициентов таких рядов. Расстояние между планетами $r(t)$, входящее в возмущающие силы, будет содержать комбиниров. частоты $n_j\omega_j \pm n_j'\omega_j'$, где n_j, n_j' пробегают все целые значения. Среди них будут встречаться малые частоты, если осн. частоты ω_j и ω_j' являются кратными. Кроме того, в возмущающей силе всегда есть член, соответствующий нулевой гармонике, к-рый не зависит от времени. Он отвечает среднему действию возмущающей силы за времена, большие по сравнению с периодами обращения планет.

Возмущения, не зависящие от времени, согласно ф-лам (7), дают поправки к оскулирующим элементам, линейно растущие со временем. Такие возмущения наз. вековыми. (Существует, однако, теорема, что большая полуось эллипса a не содержит вклада от вековых возмущений.) Для отд. простых ситуаций оказывается возможным доказать, что суммирование вековых возмущений во всех порядках сводится к смещению осн. частот на величины, пропорциональные возмущающим силам, и не приводит при $t\to\infty$ к большим искажениям траекторий планет.

Особого рассмотрения требуют также те члены в возмущающей силе, к-рые содержат комбиниров. частоты. Эти члены наз. критическими. Они тоже приводят к нарастающим со временем поправкам к невозмущённому движению. С ними связано, в частности, явление т. н. либрации — колебание больших полуосей эллипсов или к.-л. др. параметров, характеризующих орбиту. Либрация часто встречается в системах планета — спутник.

Правильный учёт вековых возмущений и либрации позволяет с хорошей точностью аппроксимировать решение задачи трёх тел в небесной механике тригонометрич. рядами, что соответствует периодич. движению. Погрешность, даваемая такими рядами за промежутки времени $\leqslant 1000$ лет, меньше точности астр. наблюдений. Существование таких решений гарантирует устойчивость планетной системы для промежутков времени $\leqslant 10^6$ лет. Но точное (при всех временах) представление решения в виде тригонометрич. рядов невозможно [А. Пуанкаре (H. Poincaré), 1892]. Поэтому неизвестно, насколько сильно изменится Солнечная система за времена $t\gg 10^6$ лет, в частности не окажутся ли планеты в опасной близости к Солнцу.

Всегда существуют, однако, частные решения, отвечающие периодич. движению. Если представлять наборы параметров (нач. значений координат и скоростей), характеризующих движение, в виде точек на прямой, то частные периодич. решения будут располагаться на ней с плотностью, соответствующей распределению рациональных чисел (Пуанкаре, 1899). Поэтому в произвольной близости к произвольно заданным нач. значениям координат и скоростей всегда существуют такие нач. значения, к-рые отвечают периодич. решению.

Но движение может не быть периодическим, и тем не менее параметры орбит будут оставаться огранич. ф-циями времени, т. е. планеты не уйдут на бесконечность. Именно такая ситуация при довольно слабых ограничениях на нач. условия реализуется в Солнечной системе (В. И. Арнольд, 1961).

Проблема устойчивости движения в классической механике

Ещё одним важным аспектом В. т. в классич. механике являются возмущения траекторий, вызванные малым изменением нач. условий. Здесь следует отметить выяснение проблемы устойчивости движения по первому приближению В. т. При нек-рых, довольно слабых ограничениях имеются след. утверждения (А. А. Ляпунов, 1892). Пусть изменение нач. условий характеризуется малым параметром ε. Если поправки к решению, полученные в первом приближении по ε, не содержат экспоненциально нарастающих по времени членов, то движение в целом будет устойчивым. Если такие члены содержатся в первом приближении, то движение окажется неустойчивым. Т. о., отброшенные члены, соответствующие высшим приближениям по ε, не влияют на устойчивость движения.

Теория возмущений в квантовой механике

Рассмотрим примеры, характеризующие методику В. т. в квантовой механике.

Стационарная В. т. Пусть квантовомеханич. система находится в стационарном состоянии, а энергия возмущения не зависит от времени. Осн. задачей здесь является нахождение уровней энергии $\mathcal{E}_n$ и волновых ф-ций ψ_n возмущённой системы. Эта задача аналогична учёту вековых возмущений в классич. механике. Ожидается, что энергия (частота) нач. состояния изменится пропорционально возмущению п, кроме того, изменится форма волновой ф-ции. Аналитически решение данной задачи выглядит след. образом. Стационарное *Шрёдингера уравнение* имеет вид:

$$(H_0+U)\,\psi_n=\mathcal{E}_n\psi_n, \tag{8}$$

где H_0 — гамильтониан нулевого приближения, $U=\varepsilon V$ — оператор возмущения. Полный набор состояний нулевого приближения определяется из уравнения:

$$H_0\psi_m^{(0)} = \mathcal{E}_m^{(0)}\psi_m^{(0)}. \qquad (9)$$

Предположим, что в нулевом приближении система находится в состоянии n (т. е. $\mathcal{E}_n \longrightarrow \mathcal{E}_n^{(0)}$ и $\psi_n \longrightarrow \psi_n^{(0)}$ при $\varepsilon \longrightarrow 0$). Тогда решение ур-ния (8) удобно искать в виде:

$$\psi_n = \sum_m C_{mn}\psi_m^{(0)},$$

$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_n^{(0)} + \varepsilon\mathcal{E}_n^{(1)} + \varepsilon^2\mathcal{E}_n^{(2)} + \ldots, \qquad (10)$$

$$C_{mn} = \delta_{mn} + \varepsilon C_{mn}^{(1)} + \varepsilon^2 C_{mn}^{(2)} + \ldots$$

(δ_{mn} — символ Кронекера). Подставляя ф-лы (10) в (8) и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях ε, получим:

$$\mathcal{E}_n^{(1)} = V_{nn}, \quad \mathcal{E}_n^{(2)} = \sum_{m \neq n} \frac{|V_{mn}|^2}{\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)}};$$

$$C_{nn}^{(1)} = 0; \; C_{mn}^{(1)} = \frac{V_{mn}}{\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)}}, \; m \neq n,$$

$$C_{nn}^{(2)} = -\frac{1}{2}\sum_{m \neq n} \frac{|V_{mn}|^2}{(\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)})^2},$$

$$C_{mn}^{(2)} = \sum_{k \neq n} \frac{V_{mk}V_{kn}}{(\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_k^{(0)})(\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)})} - \qquad (11)$$

$$-\frac{V_{nn}V_{mn}}{(\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)})^2}, \; m \neq n \text{ и т. д.}$$

Здесь $$V_{kn} = \int \psi_k^{(0)*} V \psi_n^{(0)} dq \; -$$

матричный элемент оператора возмущения (dq — элемент объёма); волновые ф-ции $\psi_k^{(0)}$ считаются нормированными на единицу. Заметим, что поправка второго приближения к энергии осн. состояния всегда отрицательна.

Из ф-л (11) следует, что в тех случаях, когда имеется вырождение, т. е. система в низшем приближении имеет близкие уровни, $|\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)}| < |\varepsilon V_{nm}|$, В. т. в описанном виде перестаёт быть применимой. В этой весьма распространённой ситуации приходится точно решать задачу о расщеплении близких уровней. Она сводится к решению т. н. секулярного ур-ния (от англ. secular — вековой; аналогичные ур-ния возникают в теории вековых возмущений в небесной механике):

$$\det \left| V_{nn'} - \delta_{nn'}\mathcal{E}_n^{(1)} \right| = 0, \qquad (12)$$

где n, n' нумеруют все состояния, имеющие энергию, совпадающую в нулевом приближении с $\mathcal{E}_n^{(0)}$. Решение ур-ния (12) даёт, вообще говоря, разл. $\mathcal{E}_{n'}^{(1)}$ для разных n'. Происходит полное или частичное снятие вырождения (в зависимости от характера нарушения симметрии невозмущённой системы возмущающим потенциалом). Подставляя поочерёдно корни $\mathcal{E}_{n'}^{(1)}$ в ур-ние

$$\sum_{n'} (V_{nn'} - \mathcal{E}_{n'}^{(1)}\delta_{nn'})\, C_{n'n}^{(0)} = 0 \qquad (13)$$

для нахождения коэффициентов разложения волновой ф-ции ψ_n по вырожденной системе состояний $\psi_{n'}^{(0)}$, можно установить вид волновой ф-ции низшего приближения.

Описанная процедура находит применение в очень широком круге физ. задач. Напр., гамильтониан H_0 может соответствовать задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра. При этом возмущение U может описывать взаимодействие с медленно меняющимся во времени электрич. или магн. полем (возникающее при этом расщепление уровней наз. соответственно *Штарка эффектом* или *Зеемана эффектом*); в качестве U могут фигурировать спин-орбитальное или спин-спиновое взаимодействие и т. д.

Нестационарная В. т. Рассмотрим теперь важный случай, когда возмущения зависят от времени. Осн. задачей здесь является вычисление вероятностей квантовых переходов между состояниями невозмущённой системы, происходящих под влиянием возмущения. В. т. в этом случае основывается на методе вариации постоянных, так же как и в классич. механике. Задача состоит в решении ур-ния Шрёдингера

$$i\hbar\frac{\partial\psi(t)}{\partial t} = (H_0 + U(t))\,\psi(t) \qquad (14)$$

при условии, что в нач. момент система находилась в одном из стационарных состояний $\psi_n^{(0)}\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\mathcal{E}_n^{(0)}t\right)$ невозмущённого гамильтониана H_0. Рассмотрим достаточно общую ситуацию, когда возмущение быстро убывает при $t \longrightarrow \pm\infty$, и в качестве начального момента времени выберем точку $t = -\infty$.

Решение ур-ния (14) удобно искать в виде ряда:

$$\psi(t) = \sum_m C_{mn}(t)\,\psi_m^{(0)}\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\mathcal{E}_m^{(0)}t\right), \qquad (15)$$

в к-ром зависимость коэффициентов разложения от времени возникает только благодаря возмущению:

$$i\hbar\dot{C}_{mn}(t) = \sum_k U_{mk}(t)\,C_{kn}(t). \qquad (16)$$

Здесь

$$C_{mn}(-\infty) = \delta_{mn},$$

$$U_{mk}(t) = \int \psi_m^{(0)*}U(t)\psi_k^{(0)}\exp\left(-\frac{i}{\hbar}t(\mathcal{E}_k^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)})\right) dq.$$

Решение ур-ний (16), так же как и в предыдущих примерах, легко найти в виде ряда по малому параметру ε, к-рый в качестве множителя может быть выделен в возмущении.

Для простоты рассмотрим случай, когда возмущение содержит только одну гармонику с частотой ω, т. е. $U(t) = V\exp(-i\omega t)$. Ф-ции $|C_{mn}(t)|^2$ характеризуют вероятность перехода под влиянием возмущения к моменту времени t из нач. состояния n в другое собств. состояние m невозмущённого гамильтониана. Представляет спец. интерес отнесённая к единице времени вероятность перехода из состояния n при $t \longrightarrow -\infty$ в состояние m при $t \longrightarrow +\infty$. Эта величина в первом приближении В. т. определяется выражением:

$$\lim_{t \to +\infty}\frac{d}{dt}|C_{mn}(t)|^2 = \frac{2\pi}{\hbar}|V_{mn}|^2\,\delta(\mathcal{E}_m^{(0)} - \mathcal{E}_n^{(0)}), \qquad (17)$$

где δ — дельта-функция Дирака. Т. о., за бесконечно большой отрезок времени переход осуществляется с сохранением энергии. Интегрируя (17) по малому энергетич. интервалу $\Delta\mathcal{E}$ в окрестности $\mathcal{E}_n^{(0)}$ и считая, что число квантовомеханич. состояний в этом интервале равно $\rho(\mathcal{E}_n^{(0)})\Delta\mathcal{E}$, где ρ — плотность уровней энергии, получим выражение для вероятности перехода в единицу времени в виде:

$$w_{mn} = \frac{2\pi}{\hbar}|V_{mn}|^2\rho(\mathcal{E}_n^{(0)}). \qquad (18)$$

Если нач. состояние n характеризуется импульсом $\boldsymbol{p}$ и нормировано на единичную плотность потока, а конечное состояние характеризуется импульсом $\boldsymbol{p}'$ и нормировано на единицу (точнее, на δ-функцию от $\boldsymbol{p}/2\pi\hbar$), то выражение (18) имеет размерность площади и представляет собой дифференц. сечение рассеяния. Ф-ла (18) при этом соответствует т. н. *борновскому приближению* теории рассеяния.

Описанная методика с нек-рыми модификациями охватывает широкий круг задач, относящихся к переходам между уровнями энергии в атомах и атомных ядрах, к распадам нестационарных состояний, к описанию рассеяния и т. д. Она непосредственно обобщается на случай квантовой теории поля (КТП).

Теория возмущений в КТП

В КТП матрица коэффициентов $C_{kn}(t)$ является матричным представлением оператора эволюции:

$$C(t) \equiv S(t, -\infty), \quad (19)$$

при этом $C(\infty)$ является S-матрицей (*матрицей рассеяния*) КТП. Ур-ние (16) по-прежнему имеет место, при этом возмущение U должно рассматриваться как оператор взаимодействия во *взаимодействия представлении*. Это ур-ние удобно записать в операторной форме:

$$i\hbar \dot{S}(t, -\infty) = U(t) S(t, -\infty). \quad (20)$$

Формальное решение теперь можно представить в виде:

$$S(t, -\infty) = T \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{t} U(\tau)\,d\tau\right], \quad (21)$$

где T — операция *хронологического произведения*, к-рая возникает из-за того, что операторы $U(t)$ в разные моменты времени не коммутируют между собой. Переходя в (21) к пределу $t \to \infty$, разлагая правую часть до n-го порядка по взаимодействию и вычисляя матричные элементы от обеих частей равенства по состояниям невозмущённого гамильтониана КТП, можно в соответствующем порядке В. т. воспроизвести релятивистски инвариантное выражение для матрицы рассеяния в виде суммы *Фейнмана диаграмм*. Однако реальное осуществление этой программы наталкивается на трудность, связанную с появлением *расходимостей* в S-матрице уже во втором порядке В. т. Эта трудность преодолевается с помощью процедуры *перенормировок* (см. *Перенормированная теория возмущений*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А., Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, 4 изд., М., 1974; Дубошин Г. Н., Небесная механика. Аналитические и качественные методы, 2 изд., М., 1978; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1—2, М., 1968—71; Хаар Д. тер, Основы гамильтоновой механики, пер. с англ., М., 1974.

М. В. Терентьев.

ВОЛНОВА́Я МЕХА́НИКА — то же, что *квантовая механика*.

ВОЛНОВА́Я О́ПТИКА — раздел физ. оптики, изучающий совокупность явлений, в к-рых проявляется волновая природа света. Представления о волновом характере распространения света восходят к основополагающим работам X. Гюйгенса (Ch. Huygens) 2-й пол. 17 в. Существенное развитие В. о. получила в исследованиях Т. Юнга (T. Young), О. Френеля (A. Fresnel), Д. Араго (D. Arago) и др., когда были проведены принципиальные опыты, позволившие не только наблюдать, но и объяснить явления *интерференции света*, *дифракции света*, измерить длину волны, установить поперечность световых колебаний и выявить др. особенности распространения световых волн. Но для согласования поперечности световых волн с осн. идеей В. о. о распространении упругих колебаний в изотропной среде пришлось наделить эту среду (мировой эфир) рядом трудносогласуемых требований. Гл. часть этих затруднений была снята в кон. 19 в. Дж. Максвеллом (J. Maxwell) при анализе ур-ний, связывающих быстропеременные электрич. и магн. поля. В работах Максвелла была создана новая В. о.— эл.-магн. теория света, с помощью к-рой оказалось совсем простым объяснение целого ряда явлений, напр. *поляризации света* и количественных соотношений при переходе света из одного прозрачного диэлектрика в другой (см. *Френеля формулы*). Применение эл.-магн. теории в разл. задачах В. о. показало отличное согласие с экспериментом. Так, напр., было предсказано явление светового давления, существование к-рого было вскоре доказано тончайшими опытами П. Н. Лебедева. Дополнение эл.-магн. теории света модельными представлениями электронной теории (см. *Лоренца — Максвелла уравнения*) позволило просто объяснить зависимость показателя преломления от длины волны (*дисперсию света*) и др. эффекты.

Дальнейшее расширение границ В. о. произошло в результате применения идей спец. теории относительности, обоснование к-рой было связано с тонкими оптическими экспериментами, в к-рых осн. роль играла относит. скорость источника и приёмника света (см. *Майкельсона опыт*). Развитие этих представлений позволило исключить из рассмотрения мировой эфир не только как среду, в к-рой распространяются эл.-магн. волны, но и как абстрактную систему отсчёта.

Однако в это же время анализ опытных данных по равновесному *тепловому излучению* и *фотоэффекту* показал, что В. о. имеет определ. границы приложения. Распределение энергии в спектре теплового излучения удалось объяснить М. Планку (M. Plank; 1900), к-рый пришёл к заключению, что элементарная колебательная система излучает и поглощает не непрерывно, а порциями — квантами. Развитие А. Эйнштейном (A. Einstein) теории квантов привело к созданию новой корпускулярной оптики — *квантовой оптики*, к-рая, дополняя эл.-магн. теорию света, полностью соответствует общепризнанным представлениям о дуализме света (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*).

Н. И. Калитеевский.

ВОЛНОВА́Я ФУ́НКЦИЯ — комплексная ф-ция, описывающая состояние квантовомеханич. системы. Квадрат модуля В. ф. равен вероятности (или плотности вероятности) того, что физ. величины, с помощью к-рых задано состояние системы, принимают определ. значения (или находятся в определ. интервалах значений). Исторически назв. «В. ф.» возникло в связи с тем, что ур-ние, определяющее эту ф-цию в конфигурац. представлении (*Шрёдингера уравнение*), имеет вид волнового ур-ния. (См. *Вектор состояния*.) *С. С. Герштейн.*

ВОЛНОВО́Д — искусств. или естеств. канал, способный поддерживать распространяющиеся вдоль него волны, поля к-рых сосредоточены внутри канала или в примыкающей к нему области. Различают экранированные В. с хорошо отражающими стенками, к к-рым относят *волноводы металлические*, направляющие эл.-магн. волны, а также коаксиальные и многожильные экраниров. кабели, хотя последние обычно причисляют к *линиям передачи* (длинным линиям). Однако практически все типы В. следует рассматривать как разновидность линий передачи. К экранир. В. относят также *волноводы акустические* с достаточно жёсткими стенками.

В открытых (неэкранир.) В. локализация поля обычно обусловлена явлением полного внутр. отражения от границ раздела двух сред (в *волноводах диэлектрических* и простейших *световодах*) либо от областей с плавно изменяющимися параметрами среды (напр., *ионосферный волновод*, *атмосферный волновод*, *подводный звуковой канал*). К открытым В. принадлежат и системы с поверхностными волнами, направляемыми границами раздела сред.

Осн. свойство В.— существование в нём дискретного (при не очень сильном поглощении) набора нормальных волн (мод), распространяющихся со своими фазовыми и групповыми скоростями. Почти все моды обладают дисперсией, т. е. их фазовые скорости зависят от частоты и отличаются от групповых скоростей. В экраниров. В. фазовые скорости обычно превышают скорость распространения плоской однородной волны в заполняющей среде (скорость света, скорость звука), эти волны наз. быстрыми. При неполном экранировании они могут просачиваться сквозь стенки волновода, переизлучаясь в окружающее пространство. Это т. н. утекающие волны. В открытых В., как правило, распространяются медленные волны, амплитуды к-рых быстро убывают при удалении от направляющего канала. Каждая мода характеризуется предельной частотой ω_k, наз. критической; мода может распространяться и переносить вдоль В. поток энергии только на частотах ω, превышающих $\omega_{кр}$. Однако в некоторых случаях (многопроводные линии передачи, полые акустич. волноводы) существуют моды, для к-рых $\omega_{кр}=0$, их наз. главными или квазистатическими.

При больших ω В. становится сверхразмерным (поперечные размеры В. значительно превышают длину волны): тогда в нём одновременно распространяется множество мод, к-рые при определ. соотношениях между амплитудами и фазами могут группироваться в лучи. Пульсируя вдоль В., они периодически то отражаются, то отрываются от его стенок. В местах отрыва стенки можно убрать, заменив В. последовательно расставленными отражателями. Такие, а также аналогичные им линзовые системы относят к квазиоптическим В. или к квазиоптич. линиям передачи (см. *Квазиоптика*). *М. А. Миллер.*

ВОЛНОВО́Д АКУСТИ́ЧЕСКИЙ — участок среды, ограниченный в одном или двух направлениях стенками или др. средами, в результате чего устраняется или уменьшается расхождение волн в стороны, поэтому распространение звука вдоль участка происходит с ослаблением меньшим, чем в неогранич. однородной среде. Искусств. В. а.— обычно трубы, ограниченные звуконепроницаемыми стенками (напр., органные трубы, вентиляц. каналы, туннели). Естеств. В. а.— обычно слои среды: напр., для низких частот звука океан представляет собой волновод в виде слоя воды, ограниченного с одной стороны грунтом, а с другой — свободной поверхностью воды. В. а. может быть также образован вертик. слоистой неоднородностью среды (напр., подводный звуковой канал в океане): волны, пересекающие под малыми углами слой, в к-ром скорость звука имеет миним. значение, заворачивают к нему обратно в результате рефракции в смежных слоях с большей скоростью звука, как бы отражаясь от этих слоёв (см. *Гидроакустика*). В отличие от труб, в к-рых звук распространяется прямолинейно (вдоль оси трубы), звук в слое может также распространяться в виде цилиндрически расходящихся или сходящихся волн.

Единств. вид волн, распространяющихся в В. а. без изменения своей структуры,— *нормальные волны* (моды). В простейшем случае распространения звука в однородной непоглощающей среде, заполняющей слой или трубу прямоугольного сечения, нормальная волна представляет собой гармоническую волну, бегущую (однородная норм. волна) или экспоненциально затухающую (неоднородная норм. волна) вдоль волновода, и синусоидальную стоячую волну в поперечном направлении. При данной частоте нормальные волны образуют бесконечный дискретный набор волн, различающихся фазовой скоростью и числом узловых линий звукового поля в поперечном направлении: каждой нормальной волне приписывают номер, равный числу этих линий. Распространение нормальной волны в В. а. характеризуется дополнит. дисперсией скорости; исключение составляют только нормальные волны нулевого номера: их скорость точно равна скорости звука и дисперсия зависит только от свойств среды, заполняющей В. а. Фазовая скорость нормальных волн ненулевого номера всегда больше, а групповая скорость меньше, чем скорость звука c в неогранич. среде. С увеличением частоты первая убывает, а вторая растёт и обе стремятся асимптотически к c. Для каждой нормальной волны номера i имеется своя частота, наз. критической $\omega^{i}_{кр}$, тем бо́льшая, чем выше номер волны. Ниже этой частоты данная нормальная волна и все волны высших номеров не распространяются, а представляют собой синфазные колебания с амплитудой, меняющейся вдоль волновода по экспоненц. закону. Исключение снова представляет нулевая нормальная волна в В. а. с абсолютно жёсткими или упругими стенками: эта волна может бежать при любой частоте, т. к. её $\omega_{кр}=0$. В В. а. любую свободную гармонич. волну можно представить в виде суперпозиции нормальных волн разных номеров той же частоты. При заданной частоте распространяется только конечное число нормальных волн низших номеров.

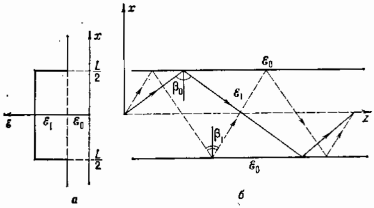
В В. а. со слоисто-неоднородной средой, как в искусственных, так и в естественных, также существуют дискретные наборы нормальных волн с аналогичными свойствами. При слоистой неоднородности среды, заполняющей волновод, стоячая волна в поперечном направлении уже не будет синусоидальной, но нормальные волны по-прежнему можно нумеровать по числу узловых линий в поперечном сечении. Дисперсионные свойства естеств. В. а. обычно существенно отличаются от дисперсионных свойств однородных волноводов.

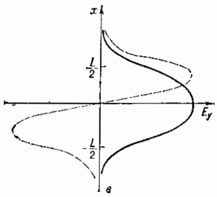
Твердотельные В. а. обычно ограничены свободными границами (стержни, пластины). Нормальные волны в таких В. а. образованы как сдвиговыми волнами горизонтальной (параллельной границе раздела) поляризации, так и совместно распространяющимися продольными и сдвиговыми волнами вертик. поляризации, преобразующимися друг в друга при отражениях на границах. Набор таких нормальных волн богаче, чем в жидких В. а. В частности, в них возможны нормальные волны с комплексными волновыми числами. В УЗ-технологии твердотельными В. а. наз. также всякие устройства (стержни, концентраторы) для передачи колебат. энергии на нек-рое расстояние от источника или для введения колебат. энергии в к.-л. среду.

Лит.: Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960, гл. 6; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973. *М. А. Исакович.*

ВОЛНОВО́Д ДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ — стержень из диэлектрика или канал внутри диэлектрич. среды, вдоль к-рых могут распространяться направляемые ими эл.-магн. волны. В диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн В. д. обычно применяют в качестве коротких трактов, связывающих отд. функциональные элементы установок (напр., для подвода эл.-магн. энергии к излучателям — антеннам). В. д. оптич. диапазона получили назв. *световодов* (см. также *Волоконная оптика*); они, в частности, используются для многоканальной передачи сигналов на большие расстояния. Форма В. д. может быть произвольной, но наиб. часто изготавливают В. д. круглого, эллиптич. и прямоугольного сечений. Мн. В. д., особенно это характерно для применяемых в волоконной оптике световодов, имеют неоднородную по поперечному сечению диэлектрич. проницаемость, как правило, монотонно убывающую от центр. оси к периферии. В. д. встречаются и в природных условиях благодаря возникновению естеств. неоднородного профиля диэлектрич. проницаемости, напр. из-за неоднородности распределения концентрации плазмы в ионосфере, что обеспечивает сверхдальнее распространение радиоволн с малым ослаблением сигнала (см. *Атмосферный волновод, Распространение радиоволн*). При облучении нелинейного диэлектрика или плазмы мощными эл.-магн. волнами внутри этих сред могут образовываться самоподдерживающиеся В. д., но они не обладают достаточным запасом устойчивости и их трудно использовать для направленной передачи энергии (см. *Самофокусировка света*).

Механизм канализации эл.-магн. волн в В. д. связан с явлением *полного внутреннего отражения*. Наиболее просто это поясняется на примере слоистых В. д. Рассмотрим плоскопараллельную пластинку толщиной L, диэлектрич. проницаемость ε_1 к-рой больше диэлектрич. проницаемости ε_0 окружающей её среды (рис., *а*). Магн. проницаемость обеих сред обычно можно положить равной единице, часто внеш. средой является воздух, для к-рого $\varepsilon_0=1$. Пусть на верх. границу пластины ($x=L/2$) падает с внутр. стороны под нек-рым углом β плоская однородная волна. Если β больше угла полного внутр. отражения β^* ($\sin\beta^*=\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_1}$), то эта волна полностью отражается и под тем же углом β падает на ниж. границу пластины ($x=-L/2$; рис., *б*). Каждое такое отражение сопровождается изменением фазы — $\Delta\psi(\beta)$, различным, вообще говоря, для волн *TE*- и *TM*-поляризации (см. *Френеля формулы* и *Волновод металлический*). Набег фазы $\Delta\varphi$ при двойном прохождении плоской волной пластины (от $-L/2$ до $L/2$ и обратно) равен $2(\omega c^{-1}\varepsilon_1^{1/2}L\cos\beta-\Delta\psi(\beta))$, где ω — частота волны, c — скорость света в вакууме. Если $\Delta\varphi$





Плоскопараллельная диэлектрическая пластинка: *а* — профиль диэлектрической проницаемости; *б* — лучевые траектории плоских волн, образующих волноводные моды диэлектрической пластинки с различным числом вариаций поля вдоль координаты x; *в* — распределение поля по x в первой (сплошная линия) и во второй (пунктирная линия) модах *TE*-типа.

обращается в нуль или является кратным 2π, что возможно лишь для конечного числа углов падения β_n ($n=0,\ 1,\ 2, \ldots,\ N(\omega)$), определяемых соотношением:

$$\omega c^{-1}\varepsilon_1^{1/2}\ L\cos\beta_n-\Delta\psi(\beta_n)=\pi n \qquad (1)$$

($N(\omega)$ равно целой части от $\omega\varepsilon_1^{1/2}L\cos\beta^*/\pi c$, $\Delta\psi(\beta^*)\equiv0$), то падающая на границу $x=L/2$ волна и волна, испытавшая повторное отражение от границы $x=-L/2$, полностью совпадают. Возникающее при этом суммарное поле представляет собой бегущую вдоль оси z волноводную моду (волну); его изменение вдоль z описывается множителем $\exp(i\omega t-ih_nz)$, где $h_n=\omega c^{-1}\varepsilon_1^{1/2}\sin\beta_n$ — постоянная распространения; тогда как в поперечном сечении (вдоль оси x) на отрезке $-L/2<x<L/2$ поле имеет структуру стоячей волны (n определяет число узлов в ней) и в областях $x>L/2$ и $x<-L/2$ оно экспоненциально спадает при удалении от границ диэлектрика (рис., *в*). На фиксиров. частоте ω диэлектрич. пластинка способна удерживать всего $2(N(\omega)+1)$ волноводных мод, отличающихся разл. поперечной структурой и поляризацией. Аналогично можно пояснить процесс распространения эл.-магн. волн вдоль волноводного канала с плавным изменением диэлектрич. проницаемости по поперечному сечению. Но в этом случае структура поля имеет более сложный характер, а роль условной границы, на к-рой осуществляется переход к убывающим (экспоненциально или по более сложному закону) полям, играют каустические поверхности (см. *Каустика*).

Интерпретация процесса распространения волноводных мод с помощью многократного отражения плоских однородных волн от фактич. или условных границ раздела наз. концепцией Бриллюэна. В принципе она применима для произвольных В. д., так как опирается на универсальную возможность представления поля в виде суперпозиции плоских волн. Однако при расчёте структуры и постоянных распространения волноводных мод конкретных В. д. обычно исходят из прямого решения соответств. краевых задач, т. е. прибегают к непосредств. решению ур-ний Максвелла, используя условия сшивания электрич. и магн. полей на границе волновода и требование конечности переносимого модой потока энергии. В случае В. д. с неизменным вдоль оси z сечением (профилем диэлектрич. проницаемости) поперечные к оси z компоненты электрич. и магн. полей в волноводных модах могут быть выражены (по крайней мере, вне области возбуждения источниками) через продольные z-составляющие электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ векторов. Соответственно выделяют *E*-, или *TM*-волны (когда $H_z\equiv0$), *H*-, или *TE*-волны (когда $E_z\equiv0$), и гибридные *EH*-волны (когда $E_z\neq0$ и $H_z\neq0$). Последние являются типичными модами В. д.; исчезновение z-компоненты одного из полей характерно только для вырожденных симметричных случаев (напр., моды с азимутальной симметрией в круглом стержне). Иногда при классификации гибридных волн особо различают *EH*-моды, в к-рых $\max|E_z|>\max|H_z|$, от *HE*-мод, в к-рых, наоборот, $\max|H_z|>\max|E_z|$.

В идеальном В. д. (т. е. в В. д. без омических потерь и потерь, обусловленных рассеянием на неоднородностях среды и границ раздела) на любой фиксиров. частоте ω может распространяться лишь конечное число волноводных мод, переносящих конечный поток энергии вдоль волновода. Соответствующие им постоянные распространения $h_n(\omega)$ определяются *дисперсионным уравнением* и удовлетворяют ограничениям:

$$\omega c^{-1}(\varepsilon_0\mu_0)^{1/2}<h_n(\omega)<\omega c^{-1}(\varepsilon_1\mu_1)^{1/2}, \qquad (2)$$

где $\varepsilon_{0,1}$ и $\mu_{0,1}$ — диэлектрич. и магн. проницаемости окружающей среды (индекс «0») и В. д. (индекс «1»). Т. о., переносящие конечный поток энергии моды В. д. являются медленными, их фазовые скорости меньше фазовой скорости света в окружающем пространстве, что обеспечивает выполнение условия полного внутр. отражения от границы волновода, а следовательно, и достаточно быстрое спадание полей во внеш. (по отношению к В. д.) области. Каждая волноводная мода характеризуется не только определённой структурой поля и поляризацией, но и своей критич. частотой $\omega_{кр}$: распространение становится возможным, когда частота поля превышает $\omega_{кр}$ ($\omega>\omega_{кр}$). Число распространяющихся мод растёт с увеличением ω. Только две т. н. дипольные моды (их структура близка к структуре поля электрич. и магн. диполей) имеют $\omega_{кр}=0$ и могут распространяться на любых, сколь угодно низких частотах. Естественно, что эти моды чаще других используют для передачи энергии и информации в тех В. д., где технически осуществим одномодовый режим работы (сантиметровый и миллиметровый диапазоны). Причём в случае диэлектрич. стержней круглого сечения фазовые скорости обеих дипольных мод совпадают, что приводит к их взаимной трансформации практически на любых неоднородностях и тем самым к неустойчивости поляризации; именно поэтому при одномодовом режиме работы применяют В. д. других сечений, в к-рых фазовые скорости дипольных мод различны. При приближении ω к $\omega_{кр}$ фазовая скорость соответствующей моды сближается с фазовой скоростью света в окружающем пространстве и поле во внеш. области становится всё более протяжённым, а в пределе $\omega=\omega_{кр}$ вообще простирается до бесконечности (такая волна переносила бы вдоль z бесконечный поток энергии, поэтому реально её возбудить нельзя). С др. стороны, при $\omega\gg\omega_{кр}$ фазовая скорость волноводной моды стремится к $c(\varepsilon_1\mu_1)^{-1/2}$, а поле оказывается фактически полностью локализованным внутри В. д.

Распространение эл.-магн. волн в реальных В. д. сопровождается затуханием, к-рое в осн. обусловливается двумя причинами. Во-первых, затухание связано с омическими потерями в диэлектрике, учитываемыми обычно введением комплексной диэлектрич. проницаемости $\varepsilon=\varepsilon'(1-i\,\mathrm{tg}\,\delta)$, где $\mathrm{tg}\,\delta$ — тангенс угла потерь.

Эти потери растут с частотой; напр., для полиэтилена ($\varepsilon'=2,5$; $\mathrm{tg}\,\delta=2\cdot10^{-4}$) в В. д. круглого сечения радиуса 1 см затухание дипольной волны равно 0,4 дБ/м на частоте 15 ГГц, 0,6 дБ/м на частоте 20 ГГц и 0,9 дБ/м на частоте 30 ГГц. Во-вторых, к затуханию приводит рассеяние волноводной моды на неоднородностях (мелких шероховатостях, плавных изгибах границ и т. п.). Этот процесс фактически сводится к трансформации «рабочей» волны в другие моды, в т. ч. и в нелокализованные, т. е. в т. н. утекающие волны, фазовые скорости к-рых больше скорости света в окружающей В. д. среде, они способны терять энергию по типу черенковского излучения. Поэтому при разработке технологии изготовления В. д. особые требования предъявляют к получению однородных диэлектрич. нитей, стержней и т. п.; современные В. д. оптич. диапазона (световоды) способны передавать сигналы на расстояния в неск. десятков км.

Лит.: Шевченко В. В., Плавные переходы в открытых волноводах, М., 1969; Взятышев В. Ф., Диэлектрические волноводы, М., 1970; Нефедов Е. И., Фиалковский А. Т., Полосковые линии передачи, 2 изд., М., 1980; Унгер Х.-Г., Планарные и волоконные оптические волноводы, пер. с англ., М., 1980. *М. А. Миллер, А. И. Смирнов.*

ВОЛНОВОД МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ — цилиндрич. или изогнутая труба, внутри к-рой могут распространяться эл.-магн. волны. Чаще всего используют В. м. прямоугольных и круговых сечений (прямоугольные и круглые волноводы). Возможность существования волн внутри металлич. трубы была теоретически установлена Рэлеем (Дж. У. Страттом) (Rayleigh, J. W. Strutt) ещё в кон. 19 в. Широкое развитие волноводной техники связано с освоением сантиметрового диапазона волн в кон. 30-х гг. 20 в. В настоящее время В. м. применяют также и для волн дециметрового и миллиметрового диапазонов. Механизм распространения волн в В. м. обусловлен их многократным отражением от стенок. Пусть плоская волна падает в вакууме на идеальную отражающую металлическую плоскость $x=0$ (рис. 1), причём электрическое поле $\boldsymbol{E}$ волны параллельно этой плоскости. Суперпозиция падающей и отражённой

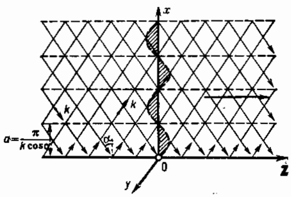


Рис. 1. Падение плоской однородной волны на идеально отражающую поверхность $x=0$; заштрихованная область — изменение амплитуды поля E_y вдоль оси $0x$; в узлах этого поля можно помещать идеально проводящий лист, не внося искажений.

волн образует плоскую неоднородную волну, бегущую вдоль оси $0z$, и стоячую волну вдоль оси $0x$: $\exp(i\omega t-ik_zz)\sin(k_xx)$. Здесь k_x и k_z — проекции волнового вектора $\boldsymbol{k}$ на оси $0x$ и $0z$, ω — частота волны. Узлы стоячей волны (плоскости, на к-рых $E_y=0$) расположены на расстояниях $x=n\pi k_x^{-1}$ ($n=0,1,2,3\dots$). В них можно помещать идеально проводящие тонкие металлич. листы, не искажая поле. Подобными листами можно ограничить систему с боков, перпендикулярно линиям E_y. Т. о. удаётся построить распределение эл.-магн. поля для волны, распространяющейся внутри трубы прямоугольного сечения (прямоугольный В. м.). Построение поля путём многократного отражения плоских волн от стенок, поясняющее механизм его распространения в В. м., наз. концепцией Бриллюэна.

Распространение волн в В. м. возможно только при наклонном падении волны на стенки В. м. ($\alpha=\mathrm{arctg}(k_z/k_x)\neq0$. При нормальном падении ($\alpha=0$), $k_z=0$, поле перестаёт зависеть от z и волна оказывается как бы запертой между двумя плоскостями. В результате в В. м. образуются нормальные колебания, частоты к-рых ω_n определяются числом полуволн n, укладывающихся между металлич. плоскостями: $\omega_n=cn\pi d^{-1}$ (c — скорость света в вакууме, d — расстояние между плоскостями). Эти частоты наз. критическими частотами В. м. Ниж. критич. частота $\omega_{\text{кр}}=\pi c d^{-1}$ соответствует $n=1$. Внутри В. м. могут распространяться волны только с частотами $\omega>\omega_{\text{кр}}$, или $\lambda<\lambda_{\text{кр}}\sim2d$. Длина волны в В. м. (периодичность поля вдоль оси $0z$): $\Lambda=\lambda[1-(\lambda/\lambda_{\text{кр}})^2]^{-1/2}$. При $\lambda<\lambda_{\text{кр}}$ $\Lambda>\lambda$, при $\lambda\to\lambda_{\text{кр}}$ $\Lambda\to\infty$. Это означает, что при $\lambda=\lambda_{\text{кр}}$ поле в В. м. имеет не волновой, а колебат. характер. При $\lambda>\lambda_{\text{кр}}$ волна в В. м. затухает.

Поэтому для передачи сигналов длинноволнового диапазона В. м. оказываются слишком громоздкими: их применяют обычно для $\lambda<10-20$ см. В технике СВЧ используют каналы разл. сечений (рис. 2). Обычно к В. м. относят только каналы с односвязными сечениями; каналы с двух- или многосвязными сечениями относят к *линиям передачи*, хотя они являются разновидностями В. м.

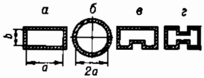


Рис. 2. Формы поперечного сечения нек-рых металлических волноводов.

Волноводные моды (волноводные волны). В В. м. могут возбуждаться разл. типы волн, отличающиеся структурой эл.-магн. поля и частотой (*моды*). Волноводные моды находят из решения *Максвелла уравнений* при соответствующих граничных условиях (для идеальных проводников равенство нулю тангенциальной составляющей электрич. поля). Поперечная структура полей в В. м. определяется скалярной ф-цией $\varphi(x, y)$, удовлетворяющей ур-нию идеальной мембраны с закреплёнными ($\varphi|_S=0$) или свободными ($\partial\varphi/\partial n|_S=0$, n — нормаль к границе S) краями в зависимости от типа поляризации эл.-магн. поля. Задача о собств. колебаниях мембраны имеет бесконечное, но счётное множество решений, соответствующих дискретному набору действительных собств. частот. Каждое из этих собств. колебаний соответствует либо *нормальной волне*, распространяющейся вдоль В. м., либо экспоненциально убывающей или нарастающей колебат. модам.

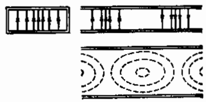


Рис. 3. Структура поля волны TE_{10} в прямоугольном волноводе; сплошные линии — силовые линии электрического поля, пунктирные — магнитного поля.

Для прямоугольного В. м. с длиной сторон a и b спектр собств. частот определяется выражением: $\omega_{nm}=c[(n\pi/a)^2+(m\pi/b)^2]^{1/2}$, где n и m — числа стоячих полуволн, укладывающихся вдоль a и b. Чем больше m и n, тем сложнее поле в В. м. Наименьшее $\omega_{\text{кр}}$ соответствует $n=1$, $m=0$, если $b<a$, или $n=0$, $m=1$, если $a<b$ (мембрана со свободными краями; именно для этой моды была проиллюстрирована выше концепция Бриллюэна). При этом поле E поляризовано в плоскостях $z=\text{const}$.

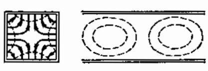


Рис. 4. Структура поля волны TE_{11} в прямоугольном волноводе.

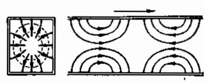


Рис. 5. Структура поля волны TM_{11} в прямоугольном волноводе.

Эти волны наз. TE-волнами (от англ. transverse — поперечный) или H-волнами. Простейшие моды прямоугольного В. м.— волны TE_{10} (рис. 3) и TE_{11} (рис. 4). Задача о мембране с закреплёнными краями порождает волны типа TM_{nm} (или E_{nm}). Здесь и $n\neq0$, и $m\neq0$, т. к. силовые линии магн. поля не могут упираться в идеально проводящие стенки (они всегда замыкаются сами на себя). Простейшая волна этого типа — TM_{11} (рис. 5). С увеличением размера В. м. число мод растёт. При этом поперечное сечение В. м. разбивается на ячейки, каждая из к-рых как бы представляет собой элементарный В. м. с одной из простейших мод — типа TE_{10}, TE_{11} или TM_{11}.

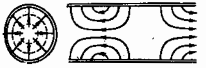


Рис. 6. Структура поля волны TM_{01} в круглом волноводе.

Рис. 7. Структура поля волны TE_{01} в круглом волноводе.

Аналогично можно построить распределение полей в В. м. любого поперечного сечения. На рис. 6—9 показаны структуры полей для мод внутри В. м. круглого сечения. Простейшей является мода TE_{11} (рис. 9), к-рая топологически соответствует волне TE_{10} в прямоугольном В. м.

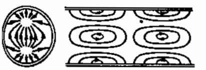


Рис. 8. Структура поля волны TM_{11} в круглом волноводе.

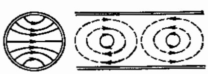


Рис. 9. Структура поля волны TE_{11} в круглом волноводе.

Если ω меньше мин. критич. частоты данного волновода, то в нём не существует распространяющейся волны. Однако если сечение неодносвязно, как, напр., в двухпроводной линии или в коаксиальном кабеле, то одна волна имеет нулевую критич. частоту, т. е., по крайней мере, распространяется при сколь угодно низкой частоте, в ней $E_z=0$, $H_z=0$, фазовая скорость в случае вакуумного заполнения не зависит от частоты и равна c, групповая скорость тоже равна c. Это кабельная, или TEM-мода; она используется практически во всех НЧ энергетич. линиях передач и линиях связи.

Иногда, особенно на миллиметровых волнах или при передаче большой мощности, применяют т. н. сверхразмерные В. м., сечение к-рых настолько велико, что в них может распространяться не только осн. волна, но и неск. других волн. При этом возможен нежелат. процесс преобразования — перехода энергии от одного типа волны к другому. Такие преобразования происходят на любой нерегулярности, напр. на изгибе В. м., на неточном (со смещением или изломом) стыке двух волноводных секций и т. д. Для предотвращения преобразований и для ослабления вызываемого ими нарушения структуры поля применяют, в частности, разл. корректирующие диэлектрич. пластинки, вводимые внутрь В. м. Используя ферритовые материалы, можно создать В. м. с невзаимными свойствами (обычно одномодовые), в к-рых волны одного и того же типа, распространяющиеся в противоположных направлениях, имеют разл. свойства. Такие системы используют в качестве СВЧ-вентилей.

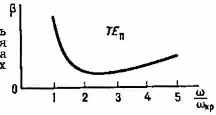
Нераспространяющиеся волны, для к-рых $\omega<\omega_{кр}$, образуются вблизи любой нерегулярности, элементов связи, волноводных элементов, но поле их быстро убывает при удалении от этих элементов. В нек-рых устройствах эти волны используют для создания градуируемых аттенюаторов поля в В. м.

Все волноводные моды (кроме кабельных) быстрые: их фазовая скорость $v>c$ (в общем случае больше скорости однородной плоской волны в среде, заполняющей В. м.) и всегда нелинейно зависит от частоты ω, причём $\partial v/\partial\omega<0$, т. е. В. м. подобен среде с норм. дисперсией (см. *Дисперсия волн*). Групповая скорость волны любого типа в В. м. обратно пропорциональна v : $v_{гр}=c^2/v$; она меньше скорости света c в вакууме. Т. к. v и $v_{гр}$ различны для разных мод, то для неискажённой передачи сигналов следует либо работать в диапазоне частот, допускающих распространение только одной, простейшей моды, либо, наоборот, пользоваться сверхразмерными многомодовыми В. м., когда при $v\to c$ из множества распространяющихся мод может быть сформирован почти оторванный от стенок волновой пучок (см. *Квазиоптика*, *Оптический резонатор*).

Возбуждение В. м. осуществляется с помощью антенн: металлич. штыря (электрич. диполь), петли (магн. диполь), отверстия или щели (щелевая антенна). Электрич. диполь должен быть ориентирован по линиям поля $\boldsymbol{E}$ нужной моды, петли должны пронизываться линиями $\boldsymbol{H}$, а щели прорезываться в стенках поперёк линий тока, т. е. вдоль линий $\boldsymbol{H}$. Эффективность возбуждения зависит также от характеристик антенны, обычно оптимальным является равенство её внутр. сопротивления *сопротивлению излучения* в данную моду.

Затухание волн в В. м. обусловлено потерями энергии в металлич. стенках или диэлектрич. среде. Частотная зависимость коэф. затухания β(ω) из-за потерь в стенках показана на рис. 10; при очень больших

Рис. 10. Частотная зависимость коэффициента затухания β для моды TE_{11} круглого волновода из-за потерь в проводящих стенках.



ω потери растут с частотой для всех мод, кроме волны TE_{0n} в круглом В. м.

В. м. служат фидерными устройствами в радиолокац. и др. системах, т. е. используются для передачи сигнала от передатчика в передающую антенну и от приёмной антенны к приёмнику. Фидерная система на СВЧ имеет вид волноводного тракта, состоящего из разл. волноводных узлов.

Осн. преимуществом В. м. по сравнению с обычными линиями передачи (двухпроводной линией и коаксиальным кабелем) являются относительно малые потери энергии. Причина состоит в том, что при одинаковых внеш. размерах В. м. и двухпроводной линии (или коаксиального кабеля) поверхность волновода, по к-рой протекают электрич. токи (при распространении волны), обычно больше, чем поверхность проводов двухпроводной линии (или жилы коаксиального кабеля). Т. к. глубина проникновения токов во всех случаях определяется скин-эффектом, то плотности токов, а следовательно, и джоулевы потери в В. м. меньше, чем в линии.

Лит.: Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, 2 изд., т. 1, М., 1970; Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П., Справочник по элементам волноводной техники, 2 изд., М., 1967; Харвей А.-Ф., Техника сверхвысоких частот, т. 1—2, пер. с англ., М., 1965; Каценеленбаум Б. З., Высокочастотная электродинамика, М., 1966; Фелсен Л., Маркувиц Н., Излучение и рассеяние волн, т. 1—2, пер. с англ., М., 1978; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979. *М. А. Миллер.*

ВОЛНОВО́Д ОПТИ́ЧЕСКИЙ — см. *Световод.*

ВОЛНОВО́Д ПЛА́ЗМЕННЫЙ — искусственное или естественное плазменное образование с неоднородным профилем диэлектрич. проницаемости, один из размеров к-рого значительно больше других. В плазме при определ. условиях может образоваться канал, по к-рому происходит направленное распространение эл.-магн. энергии. В. п.— разновидность *волновода диэлектрического*. В. п. могут быть со свободной границей (плазменный цилиндр, удерживаемый магн. давлением, ионосферные слои) или жёсткой (плазменный цилиндр, заполняющий стеклянную трубку, плазма твёрдых тел). Плотность плазмы в В. п. может быть постоянной (однородный В. п.) или переменной, обычно убывающей от центра к краям (неоднородный В. п.). В. п. используют для транспортировки эл.-магн. энергии в плазме, изучения свойств и нагрева плазмы, измерения её параметров, ускорения заряж. частиц. В. п. — основа *плазменных генераторов* и усилителей (см. *Плазменная электроника*).

Поскольку фазовая скорость эл.-магн. волн в В. п. зависит от их поперечных размеров и может стать заметно меньшей скорости света c в вакууме, волны эффективнее взаимодействуют с заряж. частицами и между собой, чем в неогранич. плазме. В В. п. могут распространяться объёмные волны, лишь незначительно отличающиеся от объёмных волн в неогранич. плазме, и поверхностные, являющиеся характерной особенностью В. п. *Поверхностные волны* могут существовать на границе плазмы с вакуумом, диэлектриком и проводником (металлом). Частота ω поверхностной волны на границе однородной полуограниченной плазмы с диэлектриком (диэлектрич. проницаемость ε_0) в отсутствие пост. магн. поля лежит в интервале $0 < \omega < \Omega_L/\sqrt{1+\varepsilon_0}$, где Ω_L — ленгмюровская частота (см. *Ленгмюровские волны*). Диэлектрич. проницаемость плазмы ε при этом отрицательна: $\varepsilon = 1 - \Omega_L^2/\omega^2 < -\varepsilon_0$. Это — медленная эл.-магн. волна ($v_ф < c$), имеющая компоненты электрич. поля вдоль направления распространения и по нормали к границе. Её фазовая скорость $v_ф = c\,[(\varepsilon_0 + \varepsilon)/\varepsilon_0\varepsilon]^{1/2}$. Частота $\omega_{в.\,г.} = \Omega_L/\sqrt{1+\varepsilon_0}$ наз. верхней граничной частотой поверхностной волны. Важной характеристикой поверхностной волны является глубина проникновения h поля в плазму — расстояние по нормали к границе, на к-ром поле убывает в e раз. Если h порядка поперечных размеров В. п., то собств. частота ω зависит от них. Так, напр., в узком цилиндрич. В. п. ($2\pi R \ll \lambda$, R — радиус, λ — длина волны) частота $\omega \approx (\Omega_L/\sqrt{2})\,(2\pi R/\lambda)\sqrt{|\ln(2\pi R/\lambda)|}$. В более сложных случаях (неизотермич. плазма, наличие пост. магн. поля H_0) частота может зависеть от темп-ры плазмы и H_0.

В неоднородных по сечению В. п. собств. частота объёмной волны, зависящей от плотности частиц, изменяется вдоль её градиента. Такая волна может не распространяться. Частота поверхностной волны вполне определена и даже при сильном изменении градиента плотности изменяется слабо, поскольку является интегральной, а не локальной (как для волн объёмных) характеристикой. Так, напр., частота волны узкого цилиндрич. В. п. с произвольным по радиусу профилем плотности определяется приведённой выше ф-лой, но в Ω_L должна входить средняя по сечению волновода плотность.

Затухание волн в однородных В. п. определяется столкновениями частиц и *Ландау затуханием*. Столкновит. затухание практически одинаково и в В. п., и в неогранич. плазме. Затухание Ландау поверхностных волн может быть значительно больше, чем объёмных при тех же условиях, что связано с сильной неоднородностью поля поверхностных волн у границы. В В. п. с размытыми границами появляется дополнит. затухание поверхностных волн. Поскольку частота поверхностных волн меньше Ω_L в однородной плазме, то в переходной области всегда найдётся точка y_0, в к-рой $\Omega_L(y_0) = \omega$. В окрестности этой точки поверхностная волна возбуждает ленгмюровскую, а сама затухает.

Лит.: Кондратенко А. Н., Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме, М., 1985.

А. Н. Кондратенко.

ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН — распространение радиоволн в волноводе, образованном поверхностью Земли и (или) неоднородностью её атмосферы. Длинные и средние волны распространяются в сферич. волноводе, образуемом поверхностью Земли и ниж. границей ионосферы. Короткие волны распространяются в приземных и приподнятых над Землёй волноводах. Возникновение приподнятых волноводов обусловлено сферичностью Земли и немонотонной зависимостью показателя преломления от высоты. В. р. р. в приподнятых волноводах, проходящих выше основных поглощающих слоёв ионосферы, характеризуется малыми потерями при распространении радиоволн на значит. расстояния. В случае наземного расположения излучателя возбуждение приподнятых волноводов может осуществляться, напр., из-за рефракции на горизонт. градиентах электронной концентрации и локализов. неоднородностях или рассеянии на турбулентных неоднородностях. В тропосфере атм. волновод возникает в результате образования инверсионного слоя, в к-ром показатель преломления аномально быстро убывает с высотой. В. р. р. — один из механизмов дальнего тропосферного распространения УКВ и более коротких волн. См. также *Атмосферный волновод*, *Ионосферный волновод*.

Лит.: Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Альперт Я. Л., Распространение электромагнитных волн и ионосфера, 2 изд., М., 1972; Гуревич А. В., Цедилина Е. Е., Сверхдальнее распространение коротких радиоволн, М., 1979.

В. П. Урядов.

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в акустике — в газообразной или жидкой среде отношение звукового давления p в бегущей плоской волне к скорости частиц среды v. В отсутствие *дисперсии звука* В. с. не зависит от формы волны и выражается ф-лой $p/v = \rho c$, где ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней. В. с. представляет собой уд. импеданс (см. *Импеданс акустический*) среды для плоских волн. Коэф. отражения плоских волн при нормальном падении на плоскую границу раздела двух сред определяются только отношением В. с. этих сред; если В. с. сред равны, то волна проходит границу без отражения. Для плоского излучателя поршневого типа, размеры к-рого велики по сравнению с длиной волны (см. *Излучение звука*), сопротивление излучения в расчёте на единицу площади излучающей поверхности равно В. с. Для излучателей любого порядка сопротивление излучения в данную среду пропорционально её В. с. Понятием В. с. можно пользоваться и для твёрдого тела (для продольных и поперечных плоских волн в неограниченном твёрдом теле и для продольных волн в стержне), определяя В. с. как отношение соответственного механич. напряжения, взятого с обратным знаком, к колебат. скорости частиц среды. При этом, напр., для продольных волн В. с. определяется составляющей напряжения вдоль направления распространения волны, действующей на перпендикулярную этому направлению площадку.

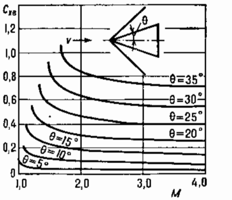
Понятием В. с. можно пользоваться и в др. случаях волнового распространения: поперечных волн в струне и *изгибных волн* в стержне (отношение поперечной силы к скорости элемента струны или стержня) и волн в *волноводе акустическом* (отношение звукового давления к продольной составляющей колебат. скорости). Во всех случаях оно равно ρc, где c — скорость волны соответствующего типа. При наличии дисперсии (напр., в волноводе) понятие В. с. пригодно только для монохроматич. волн, причём в этом случае c — фазовая скорость данной волны.

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в газовой динамике — одно из слагаемых *аэродинамического сопротивления*, возникающее в случае, когда скорость газа относительно тела превышает скорость распространения в газе слабых (звуковых) возмущений. В. с. является результатом затрат энергии на образование *ударных волн*. Диссипация энергии в ударной волне происходит вследствие проявления свойств вязкости и теплопроводности в тонком слое ударной волны, где имеются большие градиенты скорости и темп-ры.

Сила В. с. $X_в$ зависит от геом. характеристик течения и отношения скорости газа перед телом к скорости звука — *Маха числа* M. В качестве геом. характеристик течения можно рассматривать форму тела и угол между скоростью газа перед телом и осью симметрии последнего. Коэф. аэродинамич. В. с.

$$C_{xв} = \frac{X}{Sp_в k\, M^2/2}$$

также зависит от M и геометрии течения. Здесь S — характерная площадь обтекаемого тела, $k=c_p/c_V$, $p_н$ — статич. давление газа в потоке перед телом. На рис. приведены расчётные зависимости $C_{хв}=f(\theta, M)$ для конуса, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа под нулевым углом атаки (направление скорости перед телом совпадает с осью симметрии конуса). Для определения коэф. В. с. широко пользуются как теоретич., так и эксперим. методами. Теоретич. методы досточно просты, когда в области течения нет зон с дозвуковыми скоростями. Для многих задач особенно простыми получаются решения при $M>5$, когда коэф. В. с. практически зависит только от геом. характеристик течения. Совр. вычислит. методы и ЭВМ дают возможность получить решение и при наличии областей дозвукового течения (напр., за отошедшей головной ударной волной), а также для произвольных углов атаки и больших чисел M, при к-рых необходимо учитывать физ.-хим. превращения в ударной волне.



Зависимость коэффициента волнового сопротивления от числа M для конусов с различными полууглами θ при вершине.

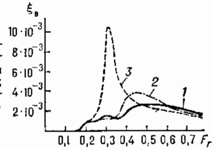
Лит.: Белоцерковский О. М., Расчет обтекания осесимметричных тел с отошедшей ударной волной, М., 1961; Седов Л. И., Механика сплошной среды, т. 1—2, 4 изд., М., 1983—84; Крайко А. Н., Вариационные задачи газовой динамики, М., 1979; Овсянников Л. В., Лекции по основам газовой динамики, М., 1981. *М. Я. Юделович.*

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в тяжёлой жидкости — одна из составляющих сил сопротивления жидкости движению тела. При движении тела по поверхности жидкости или около поверхности раздела жидкостей разной плотности на этих поверхностях образуются системы гравитац. волн (см. *Волны на поверхности жидкости*, *Внутренние волны*), изменяющие распределение давлений жидкости по поверхности тела по сравнению с распределением, к-рое было бы при движении тела в безграничной жидкости. Результирующая вызванных волнами сил давления, направленная противоположно движению тела, представляет собой силу В. с. Работа, затраченная при движении тела на преодоление В. с., превращается в энергию волн. Величина В. с. зависит от формы тела, глубины его погружения под поверхностью, на к-рой возникают волны, от скорости v его движения, глубины и ширины фарватера, где происходит движение.

Волнообразование при движении тела зависит от *Фруда числа* $Fr=v^2/gl$ (где l — длина тела, g — ускорение свободного падения). При равенстве чисел Fr геометрически подобных тел, напр. судна и его модели, достигается геом. подобие волновых картин и равенство коэф. В. с. $\xi_в=R_в/\frac{\rho v^2}{2}S$, где $R_в$ — сила В. с., ρ — массовая плотность жидкости, S — площадь смоченной поверхности тела.

В. с. начинает играть заметную роль в общем балансе сопротивления судна только с чисел $Fr=0{,}1-0{,}15$ для полных судов и $0{,}15-0{,}20$ для острых. Коэф. В. с. судов обычных форм имеет абс. максимум в области $Fr=0{,}5$; с уменьшением глубины максимум В. с. перемещается в сторону меньших чисел Fr. В. с. сильно возрастает, когда судно движется со скоростью, равной нек-рой критич. скорости движения волн для данной глубины. Возрастание коэф. В. с. с ростом числа Fr до его абс. максимума на эксперим. кривых (рис.) носит неравномерный характер, образуя на кривой местами выпуклости, местами вогнутости. Малые изменения формы судна и его скорости могут приводить к достаточно большим изменениям В. с. При одной и той же скорости движения с удлинением корпуса судна его В. с. может как увеличиваться, так и уменьшаться. Это связано с интерференцией носовой и кормовой систем поперечных и в меньшей степени продольных волн, создаваемых движущимся судном. При благоприятной интерференции волны этих систем ослабляют друг друга, а следовательно, работа по созданию волн, а с ней и В. с. становится меньше.

Зависимость коэффициента волнового сопротивления $\xi_в$ от F_r при поступательном движении судна: 1 — на глубокой воде; 2 — в глубоком, но узком канале; 3 — на мелкой воде.



В случае движения тел под поверхностью жидкости их В. с. уменьшается с увеличением погружения тела. Практически при погружении тела на глубину, равную половине его длины, В. с. пренебрежимо мало.

Методы теоретич. гидродинамики позволяют рассчитывать В. с. при предположении о малости амплитуд порождаемых волн в идеальной (лишённой вязкости) жидкости. Волны такого типа возникают в случае движения тела произвольной формы достаточно глубоко под поверхностью, а также движения по поверхности воды «тонких» судов, т. е. имеющих незначит. углы наклона судовой поверхности к диаметральной плоскости. Расчёты по теоретич. ф-лам, как правило, хорошо согласуются с эксперим. данными.

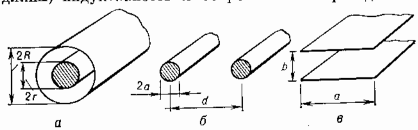
Лит.: Сретенский Л. Н., Теория волновых движений жидкости, 2 изд., М., 1977; Кочин Н. Е., Собр. соч., т. 1—2, М.—Л., 1949; Анухтин П. А., Войткунский Я. И., Сопротивление воды движению судов, М.—Л., 1953; Павленко Г. Е., Сопротивление воды движению судов, М., 1956. *С. С. Войт.*

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ линии передачи — отношение напряжения V к току I в эл.-магн. волне, бегущей вдоль *линии передачи*, $Z_В=V/I$; в линейных системах В. с. определяется только их параметрами и поперечной структурой полей, в нелинейных системах В. с. является ещё и ф-цией V и (или) I.

Для двухпроводной электрич. линии В. с. равно

$$Z_В=R_В+iX_В=\left(\frac{\rho+i\omega L}{\sigma+i\omega C}\right)^{1/2},$$

где ω — угловая частота, L и ρ — погонные (на единицу длины) индуктивность и сопротивление проводников,



C — погонная ёмкость между ними, σ — погонная проводимость среды (см. *Телеграфные уравнения*). При отсутствии потерь В. с. — действит. величина, равная $R_В=\sqrt{L/C}$. На рис. приведены схематич. изображения нек-рых видов линий передачи: *а* — коаксиальной, *б* — двухпроводной, *в* — полосковой. Выражения для В. с. этих линий таковы:

а) $Z_В=2c^{-1}\sqrt{\mu/\varepsilon}\ln(R/r)$ ед. СГСЭ $=60\sqrt{\mu/\varepsilon}\ln(R/r)$ Ом;

б) при $a\ll d$ $Z_В=4c^{-1}\sqrt{\mu/\varepsilon}\ln(d/a)$ ед. СГСЭ $=120\sqrt{\mu/\varepsilon}\ln(d/a)$ Ом;

в) $Z_В=4\pi c^{-1}\sqrt{\mu/\varepsilon}(b/a)$ ед. СГСЭ $=120\pi\sqrt{\mu/\varepsilon}(b/a)$ Ом, здесь μ и ε — относительные магн. и электрич. проницаемости сред.

Поток энергии, переносимой бегущей волной в линии без потерь, выражается через В. с. так же, как мощность, выделяемая в сопротивлении цепи с сосредоточенными параметрами: $P = R_B |I|^2/2 = |V|^2/2R_B$. Т. о., В. с. играет роль внутр. сопротивления линии передачи. Если линию передачи подсоединить к импедансу Z_H (про такую линию говорят, что она нагружена на импеданс Z_H), то коэф. отражения по мощности равен $|\Gamma|^2 = \left|\frac{Z_H - R_B}{Z_H + R_B}\right|^2$, где Γ — отношение амплитуд отражённой и падающей волн. Полное согласование ($\Gamma = 0$) достигается при $Z_H = R_B$, что в системах с сосредоточенными параметрами эквивалентно равенству внутр. сопротивления источника R_B импедансу нагрузки Z_H.

Понятие В. с. переносят и на произвольное распределение волновых полей любой природы, в т. ч. и на отношение их амплитуд в бегущих волнах сложной структуры. Напр., в электродинамике это отношение напряжённостей электрич. и магн. полей, в акустике — отношение давления к скорости частиц среды и т. д. При этом равноправно используют также термин поверхностный (полевой) *импеданс*. *М. А. Миллер.*

ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ — линейное однородное ур-ние в частных производных гиперболич. типа:

$$\Box\psi \equiv \Delta\psi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} \equiv \Delta\psi - c^{-2}\psi_{tt} = 0, \qquad (1)$$

где t — время, c — пост. параметр, имеющий размерность скорости, $\Box$ — *Д'Аламбера оператор*, $\Delta \equiv \nabla^2$ — *Лапласа оператор*. Иногда вместо $\Box$ в (1) используют оператор Лоренца $c^2\Delta - \partial^2/\partial t^2$. Векторное В. у. предусматривает применение оператора $\Box$ к каждой из декартовых компонент вектора; при переходе к произвольным координатам используют тождество $\Delta \equiv \nabla \mathrm{div} - \mathrm{rot\ rot}$.

Первоначально В. у. получено в одномерном варианте применительно к описанию движения упругой струны практически одновременно Д. Бернулли (D. Bernoulli), Ж. Д'Аламбером (J. d'Alembert) и Л. Эйлером (L. Euler) в 40-е гг. 18 в. Бернулли выразил его решение через тригонометрич. ряды, Д'Аламбер и Эйлер записали общее решение в виде двух перемещающихся в пространстве со скоростью c возмущений (волн):

$$\psi = f_1(x + ct) + f_2(x - ct), \qquad (2)$$

что и дало основание назвать ур-ние (1) волновым. Эквивалентность тригонометрич. представления решения В. у. функциональной записи (2) доказана Ж. Фурье (J. Fourier) в 1824.

Впоследствии понятие волнового возмущения претерпело значит. изменения (см. *Волны*), поэтому (1) нельзя считать универсальным и единственным В. у.; оно охватывает отнюдь не все виды движений, квалифицируемых сейчас как волновые. Иногда, напр., термин «уравнение волны» применяется к упрощённому уравнению 1-го порядка

$$\frac{\partial\psi}{\partial x} \pm \frac{1}{c}\frac{\partial\psi}{\partial t} = 0, \qquad (3)$$

описывающему волну (*моду*), распространяющуюся только в одном направлении. Ур-ние (3) можно интерпретировать как закон сохранения величины ψ, поэтому его иногда наз. «кинематическим», в отличие от «динамического» ур-ния 2-го порядка или от системы двух ур-ний 1-го порядка (см., напр., *Телеграфные уравнения*).

Ур-ния (1) и (3) порождают достаточно разветвлённое семейство ур-ний, также причисляемых по совр. терминологии к категории волновых. Простейшим обобщением, сохраняющим внеш. облик ур-ния (1), является введение в него зависимости скорости c от координат, $c = c(\boldsymbol{r})$ (неоднородные среды), от времени (параметрические среды), от самой ф-ции ψ (квазилинейные среды) или от частоты ω её изменения во времени, $c^{-2}\partial^2\psi/\partial t^2 \to \psi\omega^2/c^2(\omega)$ (*диспергирующие среды*).

В. у. является одной из наиб. употребит. матем. моделей в физике. Оно описывает почти все разновидности малых колебаний в распределённых механич. системах (продольные звуковые колебания в газе, жидкости, твёрдом теле; поперечные колебания в струнах и т. п.). Ему удовлетворяют компоненты эл.-магн. векторов и потенциалов, и, следовательно, мн. эл.-магн. явления (от квазистатики до оптики) в той или иной мере объясняются свойствами его решений.

Инвариантные преобразования. Ур-ние (1) инвариантно (т. е. сохраняет свою структуру) относительно линейных преобразований координат и времени, объединённых в 10-параметрическую *Пуанкаре группу* (3 вращения вокруг пространственных осей, 3 равномерных движения вдоль них, объединяемые в *Лоренца преобразования*, а также 4 смещения начала координат и времени). В 1910 Г. Бейтмен (H. Bateman) показал, что В. у. инвариантно относительно 15-параметрич. конформной группы, содержащей в качестве подгруппы группу Пуанкаре. Из др. инвариантных преобразований следует выделить:

$$x' = f_1(\xi) + f_2(\eta), \quad ct' = f_1(\xi) - f_2(\eta), \qquad (4)$$

где f_1 и f_2 — произвольные ф-ции своих аргументов: $\xi = x + ct$, $\eta = x - ct$. Прямые $\xi = \mathrm{const}$, $\eta = \mathrm{const}$ наз. характеристиками; в этих координатах одномерное В. у. (1) факторизуется $(\partial^2/\partial x^2 - c^{-2}\partial^2/\partial t^2)\psi \equiv \partial^2\psi/\partial\xi\partial\eta = 0$. Следовательно, преобразование (4) означает, что любая ф-ция характеристики сама является характеристикой.

Разделение переменных. Ур-ние (1) всегда допускает разделение переменных, т. е. факторизацию решения по координатам и времени $\psi(\boldsymbol{r}, t) = u(\boldsymbol{r})\, v(t)$, при этом

$$\Delta u + \omega^2 c^{-2} u = 0, \qquad (5)$$

$$v_{tt} + \omega^2 v = 0, \qquad (6)$$

т. е. для ф-ции $v(t)$ получается ур-ние осциллятора (6), а для $u(\boldsymbol{r})$ — трёхмерное *Гельмгольца уравнение*, в двумерном случае его называют также ур-нием мембраны, а в одномерном — ур-нием осциллятора (но уже пространственного, а не временнóго).

В декартовых координатах В. у. (1) можно свести к набору четырёх ур-ний осцилляторов: трёх пространственных $\varphi_{xx} + k_x^2\varphi = 0$ и одного временнóго (6). Постоянные разделения k_x, k_y, k_z можно интерпретировать как компоненты нек-рого вектора $\boldsymbol{k}$, наз. *волновым вектором*, поскольку плоская волна вида

$$\psi = \exp(i\omega t \pm i\boldsymbol{kr}) \qquad (7)$$

является собств. решением (1) при условии: $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \omega^2 c^{-2}$. Комплексная запись (7) включает в себя сразу два решения, соответствующие действительной и мнимой частям. Помимо декартовой системы координат, переменные в ур-нии Гельмгольца (5) разделяются в цилиндрических (полярной, эллиптич. и параболич.), сферической и сфероидальных (вытянутой и сплюснутой) системах.

Неоднородное волновое ур-ние содержит в правой части ф-цию источника

$$\Box\psi = f(\boldsymbol{r}, t) \qquad (8)$$

и наз. Д'Аламбера ур-нием. Его решение состоит из собств. мод — решений однородного ур-ния (1) и из вынужденного решения, связанного с источником. В силу линейности (8) справедлив *суперпозиции принцип*, поэтому ф-цию f можно разложить по любой полной системе ф-ций (обычно выраженных через координаты, допускающие разделение переменных) или представить в виде интеграла (суммы) по элементарным источникам. Часто в качестве элементарного источника берётся *дельта-функция* Дирака, а соответствующее решение наз. *Грина функцией*. Всплеск от элементарного возмущения, имевшего место в начале координат в момент $t=0$, возбуждает волны, уходящие (бегущие, распространяющиеся) от источника. В одномерном случае их величина постоянна, в двумерном и трёхмерном — она монотонно убывает с удалением от центра. Для двумерного пространства характерно возникновение бесконечно длящегося последействия, благодаря к-рому отклик не повторяет ф-цию источника.

Обычно для В. у. рассматривают *Коши задачу*, описывающую распространение волн в n-мерном пространстве. Классич. решением задачи Коши наз. непрерывно дифференцируемую ф-цию $\psi(\boldsymbol{r}, t)$, удовлетворяющую В. у. в полупространстве $t>0$ и нач. условиям $\psi|_{t=0}=\varphi_1(\boldsymbol{r})$, $\partial\psi/\partial t\,|_{t=0}=\varphi_2(\boldsymbol{r})$, где $\varphi_1(\boldsymbol{r})$ и $\varphi_2(\boldsymbol{r})$ — заданные ф-ции. Классич. решение даётся *Кирхгофа формулой* ($n=3$), *Пуассона формулой* ($n=2$) или *Д'Аламбера формулой* ($n=1$). Рассматривают также смешанную задачу, описывающую колебания ограниченного объёма V.

Имеется много приближённых методов решения В. у. В т. н. КВ-асимптотике ($k\to\infty$) рассматривают *параболического уравнения приближение*, к-рое позволяет анализировать свойства волновых пучков и волновых пакетов, т. е. волновых образований, локализованных в пространстве и во времени, и *геометрической оптики метод*.

В системах с *дисперсией волн* возникает искажение профиля волны, обусловленное зависимостью скорости распространения её разл. участков от их крутизны, и решение в виде (2) становится невозможным. Если такую волну представить в виде суперпозиции синусоидальных мод типа (7), то дисперсия проявляется как зависимость фазовых скоростей c этих мод от частоты. Тогда соотношение $\omega^2=k^2c^2$ следует рассматривать как *дисперсионное уравнение*, заменяющее исходное В. у. (1) и в нек-ром смысле обладающее даже большей общностью, поскольку учёт зависимости $c=c(\omega)$ можно провести только в рамках ур-ния Гельмгольца, т. е. после введения синусоидальной зависимости от времени. По виду дисперсионного ур-ния (в частности, если оно представляется полиномами конечных степеней по ω и $\boldsymbol{k}$) можно восстановить вид исходного дифференц. ур-ния, описывающего данный класс волн ($i\boldsymbol{k}\to-\partial/\partial\boldsymbol{r}$, $i\omega\to\partial/\partial t$); эти ур-ния могут существенно отличаться от стандартного ур-ния (1). Наиб. важной и наглядной иллюстрацией являются *волны на поверхности жидкости*. Напр., длинным (по сравнению с глубиной бассейна) волнам при небольших амплитудах соответствует дисперсионное ур-ние вида $\omega=ck-\beta k^3$, по к-рому легко восстанавливается исходное дифференц. ур-ние $\psi_t=-c\psi_x-\beta\psi_{xxx}$. Это т. н. линеаризованное *Кортевега—де Фриса уравнение*, один из возможных вариантов обобщения ур-ния (3) на системы с дисперсией.

Нелинейные В. у. При перечислении нелинейных обобщений В. у. необходимо проявлять нек-рую сдержанность, с тем чтобы при этом не утрачивалась связь с исходным В. у. В этом смысле единственным терминологически точным обобщением является внесение зависимости скорости c от волновой ф-ции в ур-ния (1), (3) или (8). Однако часто к нелинейным В. у. относят любые ур-ния, вырождающиеся в линейные В. у. при устранении нелинейности или линеаризации. Наиб. известны нелинейное ур-ние Клейна—Гордона $\Box\psi=m^2\psi+F(\psi)$, обобщающее линейное *Клейна—Гордона уравнение*, и нелинейное ур-ние Гельмгольца $\Delta\psi+k^2\psi=F(|\psi|^2)\psi$, учитывающее зависимость волнового числа от квадрата волновой ф-ции.

Нелинейные В. у. позволяют описать взаимодействие волн (в т. ч. и квазимонохроматических), возникновение и эволюцию ударных волн и солитонов, самофокусировку и самоканализацию и т. д.

Лит.: Морс Ф., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1958—60; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981; Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977.

М. А. Миллер, Е. И. Якубович.

ВОЛНОВО́Е ЧИСЛО́ — модуль *волнового вектора*; определяет пространственный период волны (длину волны λ) в направлении её распространения: $k=2\pi/\lambda=\omega/v_ф$ (где ω — круговая частота, $v_ф$ — фазовая скорость волны). В оптике и спектроскопии В. ч. часто наз. величину, обратную длине волны, $k=1/\lambda$.

ВОЛНОВО́Й ВЕ́КТОР — вектор $\boldsymbol{k}$, определяющий направление распространения и пространственный период плоской монохроматич. волны

$$u(\boldsymbol{r}, t)=A_0\cos(\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}-\omega t+\varphi_0),$$

где A_0, φ_0 — постоянные амплитуда и фаза волны, ω — круговая частота, $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор.

Модуль В. в. наз. волновым числом $k=2\pi/\lambda$, где λ — пространственный период или длина волны. В направлении В. в. происходит наибыстрейшее изменение фазы волны $\varphi=\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}-\omega t+\varphi_0$, т. е. $\boldsymbol{k}=\nabla\varphi$, поэтому оно и принимается за направление распространения. Скорость перемещения фазы в этом направлении, или фазовая скорость $v_ф$, определяется через волновое число $v_ф=\omega/k$. При классич. описании волновых процессов с В. в. связана плотность импульса $w\boldsymbol{k}/\omega$, где w — плотность энергии. В квантовом пределе соответственно импульс $\boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}$. Направление переноса энергии волной, вообще говоря, может и не совпадать с направлением В. в., как это имеет место, напр., в анизотропных средах или даже в изотропных средах с аномальной дисперсией, где возможен перенос энергии в направлении, противоположном В. в.

Понятие о В. в. может быть обобщено на случай квазигармонич. волн вида $u(\boldsymbol{r}, t)=A(\boldsymbol{r}, t)\cos\psi(\boldsymbol{r}, t)$, если ввести локальный В. в. $\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}, t)=\nabla\varphi$ и мгновенную частоту $\omega(\boldsymbol{r}, t)=\partial\psi/\partial t$. Однако, однозначная интерпретация этих величин допустима только при выполнении неравенств:

$$\frac{1}{\omega A}\frac{\partial A}{\partial t}\ll 1;\ \frac{1}{kA}\,|\nabla A|\ll 1;$$

$$\frac{1}{\omega^2}\frac{\partial\omega}{\partial t}\ll 1;\ \frac{1}{\omega k}\,|\nabla\omega|\ll 1;\ \frac{1}{k_ik_j}\frac{\partial k_i}{\partial x_j}\ll 1,$$

где k_i — декартовы составляющие В. в. ($i, j=1, 2, 3$). Эти условия устанавливают применимость лучевого описания волновых процессов (приближения *геометрической оптики* и *геометрической акустики*, квазиклассич. приближения).

Для эл.-магн. гармонической волны (в вакууме) В. в. $\boldsymbol{k}$ и величина $k_0=\omega/c$ (c — скорость света) объединяются в единый волновой четырёхвектор, компоненты к-рого подчиняются при переходе от одной *инерциальной системы отсчёта* к другой (движущейся с относит. скоростью $\boldsymbol{u}$) *Лоренца преобразованием*:

$$k_0'c=\omega'=\frac{\omega-\boldsymbol{k}\boldsymbol{u}}{\sqrt{1-u^2/c^2}},$$

$$\boldsymbol{k}'=\frac{\boldsymbol{k}-\omega\boldsymbol{u}/c^2}{\sqrt{1-u^2/c^2}}.$$

Первое из этих соотношений определяет *Доплера эффект*, второе — эффект аберрации углов прихода волн (или формируемых ими лучей).

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ВОЛНОВО́Й КОЛЛА́ПС — явление самопроизвольной концентрации (обычно с последующей диссипацией) волновой энергии в малой области пространства. Может иметь место при распространении разл. типов волн в средах с достаточно высоким уровнем нелинейности. Часто происходит взрывным образом (за конечное время). Примером В. к. является образование в результате эффекта *самофокусировки света* точечных фокусов, сопровождающих распространение интенсивных лазерных импульсов в прозрачном диэлектрике, открытое в 1965. В 1972 теоретически предсказан коллапс ленгмюровских волн в плазме, обнаруженный затем экспериментально. Впоследствии были теоретически изучены коллапсы волн разл. типов в плазме (эл.-магн., геликонных), а также коллапс звуковых волн и др.

Как В. к. можно интерпретировать явление *автолокализации* экситонов в твёрдых телах.

С матем. точки зрения В. к. представляет собой возникновение особенности в решении описывающего среду нелинейного дифференц. ур-ния в результате эволюции нач. условия достаточно большой амплитуды. В плазме без магн. поля В. к. возникает в результате взаимодействия ленгмюровских ионно-звуковых волн, если выполнено неравенство

$$E^2/8\pi n T > (kr_D)^2. \qquad (1)$$

Здесь T — темп-ра в энергетич. единицах, n — плотность частиц, E — характерная амплитуда электрич. поля, k — волновой вектор, r_D — дебаевский радиус. ДВ-колебания плазмы ($kr_D \ll 1$) удовлетворительно описываются системой ур-ний для комплексной ф-ции ψ (амплитуды высокочастотного потенциала) и вещественной ф-ции u (вариации плотности плазмы). В безразмерных переменных ур-ния имеют вид:

$$\Delta(i\psi_t + \Delta\psi) = \operatorname{div}(u\nabla\psi),$$
$$u_{tt} - \Delta u = \Delta|\nabla\psi|^2. \qquad (2)$$

Ур-ния (2) допускают интеграл числа ленгмюровских квантов $I_1 = \int |\nabla\psi|^2 d\boldsymbol{r}$ и интеграл свободной энергии $I_2 = \int \{|\Delta\psi|^2 + u|\nabla\psi|^2 + u^2/2 + |\nabla\varphi|^2/2\} d\boldsymbol{r}$, где $u_t = \Delta\varphi$. Ур-ния (2) имеют стационарное солитонное решение $u_t = 0$, $u = -|\nabla\psi|^2$. Для солитона в трёхмерном случае при малых нач. возмущениях должно быть $I_2 > 0$. Но интеграл I_2 может принимать при заданном I_1 сколь угодно большие отрицат. значения. Отсюда следует, что трёхмерный солитон неустойчив, а эволюция нач. условия с $I_2 < 0$ [что приблизительно соответствует условию (1)] должна окончиться особенностью. При достаточно интенсивных нач. условиях $E^2/8\pi n T > m_e/m_i$, где m_e — масса электрона, m_i — масса иона, приближение к особенности имеет автомодельный характер (см. *Автомодельность*):

$$E = \nabla\psi = (t_0 - t)^{-1}\,\nabla\psi_0\left(r\,(t_0 - t)^{-2/3}\right).$$

В процессе образования особенности формируется аксиально-симметричная блинообразная каверна — область пониженной плотности плазмы, в к-рой «заперто» осциллирующее электрич. поле, имеющее максимум в центре. Интеграл I_1 в процессе эволюции каверны сохраняется. Когда размер каверны уменьшается до неск. r_D, энергия ленгмюровских волн передаётся наиб. быстрым частицам плазмы.

В. к. играют большую роль в теории *турбулентности плазмы*, являясь в ряде случаев осн. механизмом передачи энергии от волн к частицам плазмы. В. к. могут иметь место и в интегрируемых системах (см. *Обратной задачи рассеяния метод*).

Лит.: Захаров В. Е., Коллапс и самофокусировка ленгмюровских волн, в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984.
В. Е. Захаров.

ВОЛНОВОЙ ПАКЕТ — волновое образование из колебаний произвольной природы, представляющее собой суперпозицию (наложение) плоских монохроматич. волн с близкими значениями частот (ω) и волновых векторов ($\boldsymbol{k}$). В случае одного пространственного измерения (x) и скалярного комплексного волнового поля В. п. $\psi(x, t)$ можно представить в виде интеграла Фурье:

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} g(k)\, e^{ikx - i\omega(k)t} dk, \qquad (1)$$

где $g(k)$ заметно отлично от нуля лишь для значений k, лежащих внутри интервала Δk вблизи нек-рого $k = k_0$. В отличие от плоской монохроматич. волны, существующей во всём пространстве, В. п. занимает конечную часть пространства, т. к. из (1) следует:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty} |g(k)|^2 dk < \infty. \qquad (2)$$

Разброс Δx по координатам ф-ции $\psi(x, t)$ (ширина пакета) скоррелирован с разбросом Δk ф-ции $g(k)$ по волновым числам k:

$$\Delta x \Delta k \geqslant \frac{1}{2}. \qquad (3)$$

Под разбросом (шириной) величины ξ понимается среднеквадратичное отклонение $\Delta\xi = \sqrt{\overline{(\xi - \overline{\xi})^2}}$. Эволюция В. п. (1) предопределена, если известны $g(k)$ и закон дисперсии волн — связь ω и k:

$$\omega = \omega(k). \qquad (4)$$

Если эта связь линейна, $\omega = ck$, где $c = \text{const}$ (как в случае световых волн в пустоте), то

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} g(k)\, e^{ik(x-ct)} dk =$$
$$= f(x - ct) \equiv \psi(x - ct, 0), \qquad (5)$$

т. е. В. п. распространяется со скоростью c без изменения своей формы.

В общем случае произвольной связи ω и k зависимость ψ от x и t имеет более сложный вид, и характер распространения В. п. может быть описан следующим усреднённым (интегральным) соотношением:

$$\overline{x}_t = \overline{x}_0 + \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_0} \cdot t, \qquad (6)$$

описывающим равномерное движение центра тяжести В. п. с *групповой скоростью* $v_{\text{гр}} = (d\omega/dk)_{k=k_0}$, и равенством

$$(\Delta x)_t^2 = (\Delta x)_0^2 + (\Delta v)^2 t^2, \qquad (7)$$

характеризующим расширение со временем («расплывание») В. п., где Δv — среднеквадратичный разброс величины $d\omega/dk$.

В квантовой механике для *волны де Бройля* частицы $v_{\text{гр}} = p/m$ (где p, m — импульс и масса частицы), т. е. совпадает со ср. значением классич. скорости частицы, а $\Delta v^2 = \Delta p^2/m^2$, где Δp — среднеквадратичный разброс по импульсам в В. п. Соотношения (6), (7) и (4) сыграли важную роль в создании осн. квантовых представлений. Тот факт, что центр масс локализованного в пространстве В. п., составленного из волн де Бройля, перемещается со скоростью классич. частицы, явился иллюстрацией предельного перехода квантовомеханич. законов движения к законам движения классич. частицы по классич. траектории. Аналогично факт расплывания В. п. со временем способствовал принятию статистич. интерпретации квантовой механики (поскольку из него следовало, что квадрат модуля *волновой функции* нельзя рассматривать как плотность частицы). Учитывая, что в квантовой теории $p = \hbar k$, из (3) непосредственно получается *неопределённостей соотношение* для координаты и импульса: $\Delta p \Delta x \geqslant \hbar/2$.

Для движения частицы во внеш. поле в случае, когда спектр её энергии дискретен, также может быть рассмотрен В. п., представляющий собой суперпозицию состояний с разл. значениями энергии. Центр масс такого В. п. тоже движется по классич. траектории, при этом для нек-рых потенциалов поля (типа потенциала поля осциллятора) существуют нерасплывающиеся В. п. (см. *Когерентное состояние*).

При использовании соотношений (6), (7) для распространения света в среде следует иметь в виду, что они получены в предположении вещественности $\omega(k)$, т. е. в пренебрежении эффектами диссипации. Эти соотношения могут оказаться неправильными при их формальном использовании в случае В. п. с частотами, лежащими вблизи области т. н. аномальной дисперсии данной среды, где диссипац. эффектами пренебрегать нельзя. В этой области частот понятие групповой скорости теряет смысл, поскольку при движении В. п.

будет происходить его сильнее экспоненциальное затухание, как это следует из выражения (1).

Лит.: Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 6 изд., М., 1983; Страттон Дж. А., Теория электромагнетизма, [пер. с англ.], М.— Л., 1948. *С. П. Аллилуев.*

ВОЛНОВОЙ ПУЧОК — пучок бегущих волн, создающих волновое поле, ограниченное в поперечном сечении. Обычно это набор плоских волн, волновые векторы к-рых составляют небольшие углы с направлением геом. луча — прямолинейного в однородных средах и криволинейного в плавно неоднородных. Поля В. п. допускают приближённое описание с помощью ур-ний квазиоптики.

ВОЛНОВОЙ ФРОНТ — поверхность, на всех точках к-рой волна имеет в данный момент времени одинаковую фазу. Распространение волны происходит в направлении нормали к В. ф. и может рассматриваться как движение В. ф. В трёхмерном случае волновое поле, создаваемое точечным источником (монополем, диполем и т. д.), в изотропной среде имеет сферич. В. ф., в двумерных системах (напр., волны на поверхности водоёмов) — цилиндрические или круговые, в одномерных системах (линии передачи, волноводы) — плоские В. ф.

ВОЛНОВЫЕ УСКОРИТЕЛИ — устройства для ускорения ионов волнами пространственного заряда с регулируемой фазовой скоростью, возникающими в электронном пучке при его прохождении через определённые волноводные структуры. Пример такого ускорения — авторезонансное ускорение ионов. См. *Коллективные методы ускорения.*

ВОЛНЫ

Содержание

В.— изменения нек-рой совокупности физ. величин (полей), способные перемещаться (распространяться), удаляясь от места их возникновения, или колебаться внутри огранич. областей пространства. В совр. понимании понятие В. настолько широко и многозначно, что фактически невозможно указать ни одного признака, общего для всех видов движений или процессов, к-рые наша интуиция или традиция относит к волновым.

Вероятно, первоначально понятие В. ассоциировалось с колебаниями водной поверхности (см. *Волны на поверхности жидкости*). Характерный признак таких В.— перемещение изменений уровня поверхности на заметные расстояния за счёт только колебат. или вращат. движений частиц воды, участвующих в волнообразовании. Аналогичными свойствами обладают механич. движения и в других пространственно распределённых системах *(системах с распределёнными параметрами)*; напр., продольные *упругие волны* в газах, жидкостях, твёрдых телах, плазме способны перемещаться в пространстве и тем самым переносить энергию, кол-во движения (импульс) и др. величины за счёт последоват. передачи их от одних частиц к другим без обязат. переноса самих частиц вместе с В. Такие В. наз. также акустическими или звуковыми. Конечно, В. могут распространяться и в условиях общего (дрейфового) сноса среды (ветры, течения и т. п.) и даже сами вызывать такой снос, но роль этих дрейфов во мн. случаях пассивна — в том смысле, что они, видоизменяя характер В., не предопределяют саму возможность их существования. Для механич. волновых движений необходима «среда обитания», ибо они суть возмущения параметров этой среды. Однако в общем случае В. не обязательно связаны с наличием вещества. Напр., эл.-магн. В. в вакууме представляют собой взаимосвязанные изменения электрич. и магн. полей, а *гравитационные волны* являются изменениями геом. свойств пространства — времени. Во мн. случаях волновые процессы имеют колебат. характер (см. *Колебания*), однако возможны и уединённые волны в виде локализованных в пространстве импульсных возмущений (взрывные В., *нервный импульс* и т. п.).

Важное свойство волновых движений — наличие локальной (близкодействующей) связи между возмущениями в соседних точках пространства. Так, подъём поверхности воды приводит к нарушению равновесия в прилегающих областях, и благодаря силе тяжести, стремящейся восстановить равновесие, движение захватывает всё новые частицы воды, тем самым порождая В. В натянутой струне роль восстанавливающей силы играет сила упругости. В звуковых В. сжатие отд. участка упругой среды повышает давление в нём, что приводит в движение соседние частицы. В эл.-магн. В. благодаря эл.-магн. индукции изменение напряжённости электрич. поля в одной точке порождает магн. поле в соседних точках, и наоборот. При этом всякий раз, когда передача возмущений происходит по законам причинно-следственной связи, т. е. когда источник (причина) возмущения в данной точке обусловливает отклик (следствие) в соседних, скорость передачи этих возмущений не может превышать абсолютного (не зависящего от природы В.) предела, равного скорости света в вакууме $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с.

В реальном веществе распространение В. всегда сопровождается потерями (диссипацией) энергии за счёт её перехода в тепло; если, однако, потери не слишком велики, процесс сохраняет волновой характер. С др. стороны, в активных, т. е. содержащих источники энергии, средах передача возмущений может сопровождаться их «подпиткой» от этих источников, причём такая подпитка может почти полностью определить характер процесса. Такие процессы (к-рые, в частности, имеют чрезвычайно важное значение в биологии) тоже относят к волновым (см. ниже раздел Автоволны).

Вместе с тем в кинематич. смысле понятие В. имеет ещё более широкое употребление. К В. можно отнести любые последовательные пространственно-временные изменения поля, даже если они причинно не связаны. Так, в периодической (напр., синусоидальной) бегущей В. фиксированные максимумы и минимумы могут перемещаться с любой скоростью, в т. ч. сверхсветовой (однако любое местное изменение в таком бесконечном процессе уже не может передаваться быстрее, чем со скоростью c). Вообще говоря, изменения состояния системы, исполняемые по определённой (составленной «заранее») программе в разл. точках пространства (напр., зажигание лампочек вдоль цепочки или движение электронного луча по экрану телевизора), могут иметь вид В., распространяющихся с какой угодно скоростью. Однако, напр., передача сигналов вдоль цепочки зажигаемых лампочек (или изображений из телецентра на экран телевизора) — процесс, причинно обусловленный, и его скорость уже не может быть сверхсветовой.

Др. кинематич. особенность В. связана с ролью системы отсчёта, в к-рой они наблюдаются. Напр., рельеф холмистой местности или любая периодич. пространственная структура (решётка) для движущегося наблюдателя приобретает характер бегущей В., и наоборот — любые В., распространяющиеся без изменения формы со скоростями, меньшими предельной (световой), превращаются в неподвижные пространственные распределения, если их наблюдать в сопутствующей системе отсчёта.

Итак, понятие В. охватывает чрезвычайно разнообразные движения в системах любой природы. В известном смысле это понятие первичное. Даже общепринятое разделение объектов на «В.» и «частицы» не имеет абс. характера. Так, в квантовой физике микрообъекты «объединяют» в себе свойства частиц и В., что означает возможность двоякого описания их поведения (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*). Такого рода «дуализм» встречается и в макроскопич. масштабах: уединённые волновые возмущения (см. *Уединённая волна*), локализованные в огранич. области пространства, проявляют свойства дискретных объектов (частиц или квазичастиц); в частности, они способны сохранять неизменной свою структуру при столкновениях (взаимодействиях) друг с другом.

Волновые уравнения. Из всего сложного и разветвлённого семейства волновых движений можно выделить более или менее элементарные, но универсальные типы В., что позволяет рассматривать их поведение с общих позиций, независимо от их физ. природы. Эта общность проявляется прежде всего в том, что волновые движения разл. физ. объектов (полей) описываются однотипными ур-ниями или соотношениями. Для систем с непрерывно распределёнными параметрами это обычно дифференц. ур-ния в частных производных, связывающие изменения ф-ций, характеризующих волновое поле, по времени и координатам. Эти ф-ции могут быть как

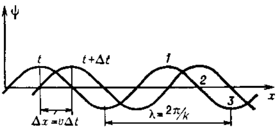


Рис. 1. Распределение в пространстве волновой переменной в бегущей синусоидальной волне в моменты времени t и $t+\Delta t$.

скалярными (напр., давление в газе, скалярный потенциал электрич. поля), так и векторными (скорость частиц, векторные потенциалы, напряжённости эл.-магн. поля и т. п.). Простейший пример — плоские одномерные В., поля к-рых зависят только от времени t и от одной из пространственных координат x. Среди них особо выделяются стационарные бегущие В., профиль к-рых перемещается без искажений с пост. скоростью (рис. 1) и к-рые могут быть описаны одной волновой переменной:

$$\psi(x,\ t)=F(x-vt), \quad (1)$$

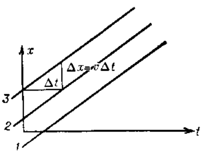


Рис. 2. Траектории фиксированных точек в профиле волны на плоскости xt (характеристики).

где F — нек-рая ф-ция аргумента $\xi=x-vt$. Значения ψ сохраняются на прямых $\xi=x-vt=\text{const}$ (рис. 2), когда приращение координаты Δx пропорционально приращению времени Δt, что и означает движение с пост. скоростью $\Delta x/\Delta t=v$. Условие постоянства ψ при $\xi=\text{const}$ можно записать в дифференц. форме:

$$d\psi\big|_{\xi=\text{const}}=\frac{\partial\psi}{\partial x}\,dx+\frac{\partial\psi}{\partial t}\,dt=0;$$

при $dx/dt=v$ получается простейшее ур-ние В.

$$\frac{\partial\psi}{\partial t}+v\,\frac{\partial\psi}{\partial x}=0, \quad (2)$$

играющее фундам. роль в теории волновых процессов. Ф-ции (1) являются общими решениями ур-ния (2). Они описывают процесс однонаправленного распространения В., напр. в потоке невзаимодействующих частиц (где v — скорость потока, ψ — отклонение скорости частиц от v). Однако большинство волновых систем описывается ур-ниями 2-го порядка и выше, допускающими одноврем. существование В. вида (1) с двумя или более разл. скоростями. Одно из самых типичных — это волновое ур-ние для ф-ции ψ:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}-\frac{1}{v}\,\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}=0 \quad (3)$$

или два эквивалентных ему ур-ния 1-го порядка, связывающие две ф-ции φ и ψ:

$$\frac{\partial\psi}{\partial x}=\frac{1}{a}\,\frac{\partial\varphi}{\partial t},\qquad \frac{\partial\varphi}{\partial x}=\frac{1}{b}\,\frac{\partial\psi}{\partial t}, \quad (4)$$

где a и b — постоянные, $ab=v^2>0$. Соотношения (4) первоначально были записаны для эл.-магн. линий передачи и наз. *телеграфными уравнениями*, однако область их применимости гораздо шире. Они описывают такую «перекачку» φ и ψ друг в друга, при к-рой изменения во времени одной величины (напр., φ) вызывают изменение в пространстве др. величины (ψ), и наоборот. Этот механизм обусловливает процесс волнообразования в разл. физ. ситуациях. В случае звуковых В. в газах и жидкостях ф-ции φ и ψ соответствуют возмущениям давления и скорости, в случае эл.-магн. В.— напряжённостей электрич. и магн. полей и т. д. Поскольку оба направления $\pm x$ равноправны, то ур-ния (3) и (4) допускают существование двух произвольного вида В. типа (1), бегущих навстречу друг другу со скоростями v и $-v$; их наз. нормальными волнами или модами. Общее решение ур-ний (3) и (4) представляет собой их сумму (суперпозицию).

Волновое ур-ние (3) может быть обобщено на случай трёхмерных возмущений, когда поле ψ зависит от всех трёх пространственных координат x, y, z. Для этого в ур-нии (3) оператор $\partial^2/\partial x^2$ следует заменить на оператор Лапласа:

$$\Delta=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

При наличии внеш. источника в правую часть вводится определяющая его ф-ция $f(\boldsymbol{r},\ t)$:

$$\Delta\psi-\frac{1}{v^2}\,\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}=f(\boldsymbol{r},\ t) \quad (5)$$

(где $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор точки пространства). Это неоднородное волновое ур-ние описывает весьма обширный класс волновых движений в линейных, однородных, изотропных системах без дисперсии.

Под дисперсией обычно понимают зависимость скорости распространения В. от её характерного периода во времени и пространстве (для синусоидальной В.— от её частоты ω или длины λ) и связанные с этим искажения профиля В. Дисперсия обусловлена немгновенностью (временная дисперсия) и нелокальностью (пространственная дисперсия) связей разл. величин в волновых системах, что часто (но не всегда) приводит к повышению порядка ур-ний, их описывающих, по сравнению с (2) или (3) (см. *Дисперсия волн*, *Диспергирующая среда*). Строго говоря, к недиспергирующим можно отнести лишь эл.-магн. В. в вакууме (в их классич. описании) и гравитационные В.

Бегущая гармонич. волна — частный случай стационарных бегущих В., представляет собой распространяющиеся синусоидальные колебания. Во мн. отношениях — это простейшее волновое движение; его выделенность связана с особыми свойствами гармонич. осцилляторов и ротаторов, обусловленными наличием определ. видов симметрии однородного, изотропного пространства. Если в линейной среде без дисперсии остаётся стационарной плоская В. любой формы, то в линейной диспергирующей среде таковой является плоская гармонич. (монохроматич.) В. вида

$$\psi(x,\ t)=A\sin\Phi=A\sin(\omega t-kx-\varphi_0) \quad (6a)$$

или в случае распространения В. в произвольном направлении

$$\psi(\boldsymbol{r},\ t) = A \sin(\omega t - \boldsymbol{kr} - \varphi_0). \qquad (6б)$$

Здесь A — амплитуда, Φ — полная фаза В., ω — угл. частота, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор; его модуль $|\boldsymbol{k}| = k$ наз. волновым числом; φ_0 — пост. сдвиг фазы (часто именуемый просто фазой). Ф-ция $\psi(\boldsymbol{r},\ t)$ периодична как во времени (с периодом $T = 2\pi/\omega$), так и в пространстве (с периодом $\lambda = 2\pi/k$, наз. длиной В.) (рис. 1). Поверхности постоянных Φ — волновые фронты представляют собой плоскости, перпендикулярные вектору $\boldsymbol{k}$ и перемещающиеся вдоль $\boldsymbol{k}$ с фазовой скоростью $v_\text{ф} = \omega/k$. В любом другом направлении, отклонённом от $\boldsymbol{k}$ на угол α, скорость перемещения фазовых фронтов равна $v_\text{ф}/\cos\alpha > v_\text{ф}$; это означает, что, в отличие от $\boldsymbol{k}$, $v_\text{ф}$ не является вектором (иначе скорость вдоль направления α равнялась бы $v_\text{ф}\cos\alpha$, т. е. проекции соответствующего вектора).

Помимо (6) применяется также комплексная запись В.:

$$\psi = Ae^{i\omega t - i\boldsymbol{kr}} = A \exp i(\omega t - \boldsymbol{kr}), \qquad (7)$$

где A — комплексная амплитуда. Выражение (7) объединяет два волновых движения, описываемых реальной и мнимой частями. Запись (7) удобна тем, что операция дифференцирования сводится для неё к простому умножению: $\partial/\partial t$ заменяется на $i\omega$, а $\partial/\partial\boldsymbol{r}$ на $-i\boldsymbol{k}$. Это позволяет перейти от исходного дифференц. (или даже более общего — интегродифференц.) ур-ния В. к алгебраическому:

$$\omega = \omega(\boldsymbol{k}), \qquad (8)$$

к-рое наз. законом дисперсии или дисперсионным ур-нием. Фактически оно полностью характеризует волновые свойства любой линейной однородной среды (системы), поскольку любое малое возмущение в ней можно представить в виде разложения Фурье по плоским гармонич. В. Дисперс. ур-ние может быть положено в основу классификации волновых процессов в линейных средах.

В общем случае ур-ние (8) имеет неск. независимых решений (ветвей), каждое из к-рых соответствует *нормальной волне* (моде). Если для заданного направления величина ω пропорциональна k, то фазовая скорость $v_\text{ф} = \omega/k$ не зависит от ω и k, т. е. дисперсия отсутствует. В частности, волновое ур-ние (5) при $f = 0$ или его одномерный вариант (3) при подстановке в него (7) даёт дисперс. ур-ние

$$(\omega^2/v^2) - k^2 = 0 \ \text{ или } \ \omega = \pm kv. \qquad (9)$$

Для систем с дисперсией тоже можно выделить более или менее общие типы ур-ний В. Так, при описании эл.-магн. В. в плазме, а также нек-рых видов мезонных полей используют *Клейна—Гордона уравнение*:

$$\Delta\psi - (1/c^2)\,\partial^2\psi/\partial t^2 + \varkappa^2\psi = 0,$$

где c и $\varkappa$ — постоянные. Ему соответствует дисперс. ур-ние вида

$$\omega = \pm\sqrt{c^2k^2 + c^2\varkappa^2} \qquad (10)$$

(в случае эл.-магн. В. в плазме величина $c\varkappa = \omega_p$ имеет смысл плазменной частоты, а c — скорости света в вакууме). Из ф-лы (10) видно, что в таких системах могут распространяться лишь В. с частотой выше нек-рого значения $\omega_\text{кр} = \varkappa c$. Значениям $\omega < \omega_\text{кр}$ отвечают мнимые k; амплитуда такой В. экспоненциально убывает вдоль оси x, а энергия в ней не переносится. Однако через слой конечной протяжённости энергия В. может «просачиваться» благодаря появлению возмущений, отражённых от задней границы слоя (подобно туннельному эффекту в квантовых системах). Такой дисперсией обладают также В. в эл.-магн. волноводах в виде трубы произвольного сечения. В этом случае $k_\perp = \varkappa$ — поперечное, а $k = k_x$ — продольное волновое число (постоянная распространения). Так, для волновода прямоугольного сечения $\varkappa = \pi\sqrt{m^2/a^2 + n^2/b^2}$, a и b — стороны сечения, m и n — произвольные целые числа. Каждой паре чисел m и n отвечает своя мода (рис. 3). Фазовые скорости таких В. (рис. 4) превышают скорость света в заполняющей волновод среде. Если эта среда вакуум, то

$$v_\text{ф} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \varkappa^2c^2/\omega^2}} > c. \qquad (11)$$

Эти волны наз. быстрыми, в отличие от медленных, для к-рых $v_\text{ф} < c$; медленные эл.-магн. В. могут распространяться, напр., в диэлектриках и разного рода периодич. структурах *(замедляющих системах)*. В случае $\varkappa = 0$ (т. н. главная мода) В. не обладает дисперсией (см. ниже).

Иной дисперсией обладают В. на поверхности жидкости. В водоёме пост. глубины H такие В. без учёта поверхностного натяжения описываются дисперс. ур-нием

$$\omega = \sqrt{gk\,\text{th}\,kH}, \qquad (12а)$$

где g — ускорение свободного падения. Отсюда для коротких В. ($kH = 2\pi H/\lambda \gg 1$) следует:

$$\omega = \sqrt{gk}. \qquad (12б)$$

Фазовая скорость этих В. $v_\text{ф} = \omega/k = \sqrt{g\lambda/2\pi}$ растёт с их длиной λ. Для длинных В. ($kH \ll 1$) справедливо др. приближение:

$$\omega \approx vk - \gamma k^3, \qquad (12в)$$

где $v = \sqrt{gH}$, $\gamma = vH/3$.

Дисперс. ур-ния можно использовать для «конструирования» упрощённых динамич. ур-ний движения, приближённо совпадающих с исходными в той или иной области параметров. В частности, отправляясь от (12в), получают приближённое ур-ние для вертик. смещений поверхности жидкости ψ:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + v\frac{\partial\psi}{\partial x} + \gamma\frac{\partial^3\psi}{\partial x^3} = 0, \qquad (13)$$

к-рое наз. линейным *Кортевега—де Фриса уравнением*; оно отличается от простейшего ур-ния В. (2) последним слагаемым с производной третьего порядка, отражающим наличие дисперсии.

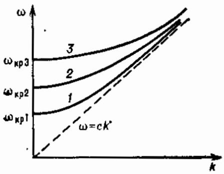


Рис. 3. Дисперсионные зависимости $\omega(k)$ для первых трёх мод прямоугольного волновода.

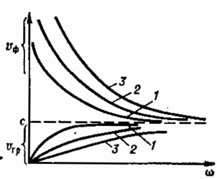


Рис. 4. Зависимости фазовой $v_\text{ф}$ и групповой $v_\text{гр}$ скоростей от частоты для тех же мод, что и на рис. 3.

Свойства В., вообще говоря, зависят от направления их распространения. Если в дисперс. ур-нии (8) ω не зависит от направления $\boldsymbol{k}$, а только от его модуля, то система (среда) наз. изотропной, в противном случае — анизотропной. Если волновое поле характеризуется векторной переменной $\boldsymbol{\psi}$, то параметры В. могут зависеть от поляризации В., т. е. от ориентации вектора $\boldsymbol{\psi}$ относительно $\boldsymbol{k}$. Различают продольные и поперечные плоские В. Если вектор $\boldsymbol{\psi}$, характеризующий В., колеблется в одном направлении, то такое поле и такая В. наз. линейно поляризованными, если он описывает эллипс или окружность, то соответственно — эллиптически или циркулярно поляризованными (см. *Поляри-*

зация волн). Так, в В. на глубокой воде частицы описывают окружности в продольной вертик. плоскости, в к-рой лежит волновой вектор $\boldsymbol{k}$. В случае поперечного вращения вектора поля (типичного, напр., для эл.-магн. В.) следует различать ещё направление вращения вектора ψ относительно $\boldsymbol{k}$: существуют В. с правой (по часовой стрелке, если смотреть в направлении $\boldsymbol{k}$) и левой (против часовой стрелки) поляризацией. В изотропных средах право- и левополяризованные В. имеют одинаковые фазовые скорости. Однако существуют *гиротропные среды* (напр., ферриты или плазмы в пост. магн. поле), в к-рых эти В. имеют разные $v_ф$.

Если действит. значениям k в (8) соответствуют действит. значения ω, то среда считается прозрачной по отношению к данному типу В. Если значение ω мнимое, или комплексное, то в зависимости от знака мнимой части ω амплитуда В. экспоненциально убывает (В. затухает) или нарастает (В. усиливается). Соответствующая среда наз. диссипативной (поглощающей) или активной (усиливающей).

В тех случаях, когда распространение В. сопровождается переносом энергии и импульса, важными характеристиками В. служат плотности и потоки этих величин. В линейных динамич. системах они пропорциональны квадратам или смешанным произведениям соответствующих волновых переменных. Так, в гармонической бегущей линейно поляризованной эл.-магн. В. в вакууме поток энергии через единичную площадку, перпендикулярную $\boldsymbol{k}$, равен:

$$\Pi_э = \boldsymbol{E}_y \times \boldsymbol{H}_z = x_0 E_0 H_0 \sin^2(\omega t - kx - \varphi_0).$$

Здесь x_0 — единичный вектор, $\boldsymbol{E}_y$, $\boldsymbol{H}_z$ — поперечные по отношению к $\boldsymbol{k}$ компоненты векторов напряжённостей эл.-магн. поля; E_0 и H_0 — их амплитуды; вектор $\Pi_э$ наз. **вектором Пойнтинга**. Отсюда видно, что поток энергии пульсирует с удвоенной частотой 2ω около своего ср. значения $E_0H_0/2$. Поток звуковой энергии в газе или жидкости описывается **вектором Умова** $\Pi_з = pv/2$ (где p — звуковое давление, v — колебат. скорость частиц). Средние по времени значения потока энергии $\langle \Pi \rangle$ и плотности энергии $\langle w \rangle$ связаны в линейной прозрачной среде простым соотношением $\langle \Pi \rangle = \langle w \rangle v_{гр}$, где $v_{гр}$ — скорость переноса энергии, совпадающая с *групповой скоростью*.

Во мн. типичных случаях энергия бегущей В. делится поровну между двумя её разл. видами (кинетич. и потенц., электрич. и магнитной). В этом смысле описание В. с помощью двух ф-ций, даваемое, в частности, ур-ниями типа (4), оказывается адекватным физ. картине. Отношение ф-ций $\varphi/\psi = Z_b$ для бегущей В. (напр., напряжения и тока в электрич. линии передачи, полей E_0/H_0 в бегущей плоской эл.-магн. В. или p/v — в акустической), по аналогии с явлениями в электрич. цепях, наз. **волновым сопротивлением** (**характеристич. импедансом**). Эта величина определяет условия отражения и прохождения В. на границах раздела двух сред. В нек-рых неравновесных средах (электронные и плазменные потоки, сдвиговые течения жидкости) плотность энергии отд. В. может принимать отрицат. значения (В. с отрицат. энергией), т. е. появление В. уменьшает суммарную энергию всей системы, к-рая, однако, всегда остаётся положительной.

Интерференция волн. Стоячие волны. Волновые движения малой амплитуды (масштаб малости определяется конкретными физ. условиями) удовлетворяют **суперпозиции принципу**: две или более В. создают поле, равное сумме их полей. Математически это означает, что такие поля описываются линейными ур-ниями [напр., ур-ниями (2) и (5)], и если им удовлетворяют поля отд. В., то будет удовлетворять и их сумма (суперпозиция); такие В. также наз. **линейными**. Важный частный случай — суперпозиция гармонич. В. одинаковых частот (такие В. относятся к когерентным). В тех точках пространства, где поля этих В. колеблются с противоположными фазами (отличающимися на нечётное число π), амплитуда суммарного поля равна разности их амплитуд, а там, где фазы одинаковы (или отличаются на чётное число π) — их сумме. Этот эффект взаимного ослабления или увеличения поля наз. **интерференцией**. В общем случае интерференц. картины весьма разнообразны (рис. 5). Формирование разных волновых структур — волновых пучков, волновых пакетов, фокусов, каустик и др. может быть интерпретировано как интерференция более простых волновых движений, в частности гармонических плоских В. Так, в *голографии* изображение воссоздаётся путём интерференции В., отражённой объектом, и т. н. опорной В., идущей (или заранее зафиксированной) от первичного источника. Представление произвольного поля в виде сумм (или интегралов) гармонич. полей наз. **фурье-представлением**.

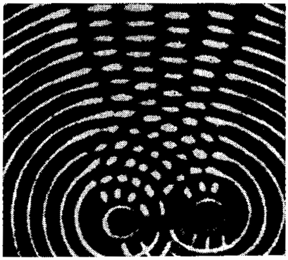


Рис. 5. Интерференция волн на поверхности воды от двух периодических источников.

Один из простейших примеров интерференции — сложение двух плоских гармонич. В. с одинаковыми амплитудами и частотами, распространяющихся навстречу друг другу:

$$\psi(x, t) = A\sin(\omega t - kx) + A\sin(\omega t + kx) = 2A\cos kx \sin\omega t. \qquad (14)$$

Результирующая В. наз. *стоячей волной*. В точках, где $kx = 0, \pi, \ldots$ (в узлах), отстоящих друг от друга на $^1/_2\lambda$, поле равно нулю, а посередине между ними, где $kx = \pi/2, 3\pi/2, \ldots$ (в пучностях), его амплитуда максимальна и равна $2A$.

В эл.-магн. стоячей В. фазы колебаний электрич. и магн. полей смещены во времени на $\pi/2$, поэтому поля обращаются в нуль «по очереди». Аналогичное смещение по фазе происходит и в пространстве: пучности E приходятся на узлы H и т. д. Поэтому поток энергии в таких В. в среднем за период колебаний равен нулю, но в каждой четвертьволновой ячейке происходит периодич. (с частотой 2ω) перекачка электрич. энергии в магнитную и обратно. В случае звуковых В. аналогичным образом ведут себя звуковое давление p и колебат. скорость частиц v; при этом кинетич. энергия переходит в потенциальную и обратно. Т. о., стоячая В. в любой физ. системе как бы распадается на совокупность независимых осцилляторов, колеблющихся в чередующихся фазах. Волновое поле внутри замкнутого объёма с идеально отражающими стенками (резонатора) существует в виде стоячих В. Простейший пример — система, состоящая из двух параллельных, отражающих зеркал, между к-рыми оказывается «запертой» плоская эл.-магн. В. (*интерферометр Фабри—Перо*). Поскольку на поверхности идеально проводящего зеркала тангенциальная составляющая электрич. поля $E_\perp$ равна нулю, границы $x=0$, $x=L$ фиксируют узлы ф-ции $\varphi = E_\perp$ и одновременно пучности ф-ции $\psi = H_\perp$ так, что внутри такого резонатора могут существовать стоячие В. с фиксир. значениями волновых числа и частоты: $k_nL = \omega_nL/c = n\pi$, $n=1, 2, \ldots$. Только при этих значениях ω_n вдоль системы укладывается целое число полуволн. Следовательно, поле в резонаторе распадается (квантуется) на синусоидальные поля (собств. моды резонатора) с дискретным спектром частот $\omega_n = n\pi c/L$ (рис. 6).

Аналогичное поведение свойственно акустич. (механич.) резонаторам (напр., система из двух жёстких

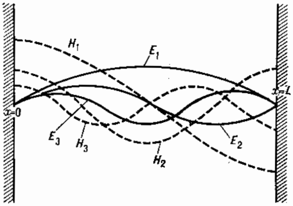


Рис. 6. Распределение амплитуд полей E и H для первых трёх мод плоского резонатора с идеально проводящими границами.

пластин в воздухе, труба с закрытыми концами, идеально упругая струна, закреплённая на концах, и др.).

Сложение двух сдвинутых по фазе стоячих В. вида (14) даёт бегущую В. типа (6) или (7):

$$\psi = A\sin\omega t\cos kx + A\cos\omega t\sin kx = A\sin(\omega t - kx). \quad (15)$$

Т. о., формально представления (14) и (15) равноправны. Вот почему нельзя в общем случае ассоциировать В. только с возмущениями, перемещающимися в пространстве,— они в такой же мере могут быть и пространственно распределёнными колебаниями. Предпочтение может обусловливаться только физ. обстоятельствами.

Направляемые волны. Если две плоских В. с одинаковыми амплитудами и волновыми числами распространяются под углом друг к другу, то их суперпозиция представляется в виде

$$\varphi = A\sin(k_y y)\sin(\omega t - k_x x), \quad (16)$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$. Т. о. получается В., стоячая вдоль оси y и бегущая вдоль x. Её наз. плоской неоднородной В. (плоской — поскольку её фазовые фронты суть плоскости $x = \mathrm{const}$; неоднородной — поскольку её амплитуда различна в разных точках фазового фронта). В узлах такой В. ($y = n\pi/k_y$, $n = 1, 2, \ldots$) можно поставить идеально отражающие стенки, не возмущающие распределения поля (16). Так получается простейший (двумерный) волновод, направляющий (канализирующий) в направлении x В., поле к-рой как бы «заперто» между двумя плоскостями. Дисперс. ур-ние такой В. имеет вид (10), а фазовая скорость $v_ф$ определяется ф-лой (11), где $\varkappa = k_y = n\pi/L$, L — расстояние между стенками. Распределение волнового поля в этом волноводе таково, что для каждой моды (каждого значения n) между стенками должно укладываться целое число поперечных полуволн: $\lambda_y = 2\pi/k_y$.

Посредством суперпозиции большего числа плоских гармонич. В. можно сформировать поля в трубах (полых волноводах) произвольного конечного поперечного сечения (см. *Волновод металлический*, *Волновод акустический*). Т.о., в канализирующих системах может существовать бесконечное число волноводных мод (плоских неоднородных В.), однако в большинстве случаев выбором частоты вводимого в них поля можно сделать режим работы одномодовым. Экранир. линии передачи, используемые в электро- и радиотехнике, обычно функционируют именно в таком одномодовом режиме. Особое значение имеют системы, в к-рых первая — самая низкая по частоте главная мода вообще не имеет ограничений по частоте снизу (для неё $\omega_{кр} = 0$) и, следовательно, может распространяться при сколь угодно низких частотах. Это продольные звуковые В. в трубах с жёсткими стенками (напр., в трубах органа) или эл.-магн. В. в системах с многосвязными границами направляющих проводников (чаще всего — коаксиальные и двухпроводные линии передачи). Для описания таких В. обычно используют телеграфные ур-ния (4), понимая под φ и ψ напряжения и токи в линиях.

Главная мода, распространяющаяся со скоростью света (звука) в заполняющей волновод среде, как бы отделяет семейства быстрых ($v_ф > c$) и медленных ($v_ф < c$) В. Используя медленные эл.-магн. В., можно создать устройство, формирующее и направляющее их — т. н. *замедляющую систему*.

Направленные В. могут существовать не только за счёт отражающих границ, но и в безграничной неоднородной среде, способной «заворачивать обратно» В., уходящие из области канализации, напр. акустич. В. в подводном звуковом канале.

Отражение и преломление волн. При падении В. на границу раздела двух сред, на к-рой их параметры (плотности, проницаемости и т. п.) претерпевают резкие (скачкообразные) изменения, возникают отражённые и преломлённые В. Первые возвращаются в ту среду, откуда пришла падающая В., вторые проникают в др. среду. Если граница неподвижна, а среды непоглощающие, то суммарная энергия и импульс, переносимые В., сохраняются. Связь волновых полей на границе (условия их согласования по разные стороны от неё) определяется граничными условиями, напр. условиями равенства давления и нормальных составляющих скорости в акустике, тангенц. составляющих векторов электрич. и магн. полей в электродинамике. Простейший случай — падение плоской синусоидальной В. на плоскую границу раздела двух однородных сред. Поскольку волновые поля должны согласованно изменяться по обе стороны границы, вся волновая картина как бы скользит вдоль неё с одной и той же «каса-

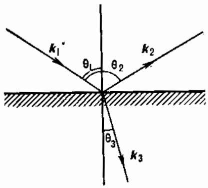


Рис. 7. Отражение и преломление волны на плоской границе раздела двух сред.

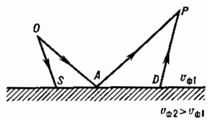


Рис. 7а. Схема возникновения боковой волны.

тельной» фазовой скоростью $v_x = \omega/k_x$ и, значит, проекции всех волновых векторов $\boldsymbol{k}$ на ось x должны быть тоже одинаковы. Для изотропных сред это приводит к равенству углов падения и отражения $\theta_1 = \theta_2$ (рис. 7) и к *Снелля закону* преломления (см. также *Преломление волн*). Для сред, допускающих несколько нормальных В., эти законы видоизменяются: угол отражения, в общем случае, не равен углу падения, а число отражённых и преломлённых В. соответствует числу ветвей дисперс. ур-ния (8) для каждой среды.

Амплитуды и потоки энергии отражённых и преломлённых В. зависят не только от $\boldsymbol{k}$, но и от волнового сопротивления среды для соответствующих нормальных В.

Два спец. случая играют важную роль во мн. физ. и техн. задачах. Первый — случай исчезновения отражённой В. (*Брюстера закон*). Он реализуется, когда поляризация колебаний среды, возбуждённых падающей В., такова, что они не «переизлучают» поля в направлении распространения отражённой В. Второй случай — полного (внутреннего) отражения: при $v_{ф1} < v_{ф2}$ и таких углах падения, что $k_1\sin\theta_1 > k_2$, угол преломления θ_3 становится комплексным и преломлённая В. перестаёт распространяться — её поле оказывается «прижатым» к границе, т. е. экспоненциально спадающим при удалении от неё во вторую среду и не уносящим никакого потока энергии. Это означает, что В. полностью отражается и что между двумя такими границами можно запереть В. определ. типа, образовав волноводную систему. На этом основано, в частности, направляющее действие диэлектрич. стержней и пластин с резкими границами (*волноводов диэлектрических*) и *световодов*, а в акустике — подводных звуковых каналов, где «захват» поля осуществляется благодаря рефракции лучей на неоднородностях среды в поперечном направлении.

С полным внутр. отражением связано и существование боковой В., возникающей при падении расходящейся (сферич. или цилиндрич.) В. под малыми углами на плоскую границу раздела. Если источник O находится в среде с $v_{ф1}<v_{ф2}$, то наряду с обычным отражением по лучу OAP (рис. 7, *а*) В. доходит до точки наблюдения P по пути $OSDP$, часть к-рого SD она идёт вдоль границы со скоростью, большей $v_{ф1}$. Этому пути и отвечает боковая (или головная) В., приходящая с наибольшей результирующей скоростью.

Модулированные волны. Групповая скорость. Бесконечная гармонич. В. является идеализацией — все реальные волновые процессы ограничены во времени, а значит, имеют конечную ширину спектра; в этом случае выполняется «временное» соотношение неопределённости:

$$\Delta\omega\cdot\Delta t\geqslant\pi, \tag{17}$$

где Δt — характерная длительность процесса, $\Delta\omega$ — ширина его спектра (для квантовых систем это соответствует *неопределённости соотношению* для энергии $\Delta\mathscr{E}=\hbar\Delta\omega$ и времени). Иллюстрацией (17) могут служить модулированные В. (см. *Модуляция колебаний*), поля к-рых совершают квазигармонич. колебания, т. е. их амплитуды и частоты претерпевают лишь плавные (в масштабах $T=2\pi/\omega$ и $\lambda=2\pi/k$) изменения. Именно такие В. обычно используются в радио- и телевиз. связи, радио- и акустич. локации. Простейший пример — биения двух бегущих в одном направлении гармонич. В. со слегка разл. частотами $\omega_1=\omega_0+\Delta\omega$, $\omega_2=\omega_0-\Delta\omega$ и волновыми числами $k_1=k_0+\Delta k$, $k_2=k_0-\Delta k$. Их суперпозиция сводится к «произведению двух гармонич. В.»:

$$\psi(x,\ t)=A\cos(\Delta kx-\Delta\omega t)\cdot\sin(\omega_0 t-k_0 x), \tag{18}$$

каждая из к-рых распространяется со своей скоростью. Если $\Delta\omega/\omega_0$ и $\Delta k/k_0$ малы, то движение (18) можно интерпретировать как амплитудно-модулированную В. (рис. 8): её несущее колебание (с частотой ω_0) перемещается с фазовой скоростью $v_ф=\omega/k$, амплитудная огибающая (с частотой $\Delta\omega$) — с групповой скоростью $v_{гр}=\Delta\omega/\Delta k$.

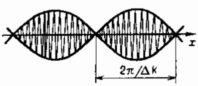


Рис. 8. Бигармоническая волна.

Из набора В. со сплошным спектром, лежащим в узких пределах $\omega_0-\Delta\omega\leqslant\omega\leqslant\omega_0+\Delta\omega$, $|\Delta\omega|\ll\omega_0$, можно получить волновой пакет (рис. 9). Этот ограниченный во времени импульсный сигнал перемещается как единое целое с групповой скоростью

$$v_{гр}=\lim\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta k}\right)_{\Delta k\to 0}=\frac{d\omega}{dk}\bigg|_{k=k_0}. \tag{19}$$

Величина $v_{гр}$ определяется из дисперс. ур-ния (8): она равна тангенсу угла наклона кривой $\omega(k)$ к оси абсцисс.

Во мн. физ. задачах волновые пакеты ведут себя как самостоят. динамич. объекты (квазичастицы), переносящие энергию и импульс со скоростью $v_{гр}$. И вообще, в соответствии с осн. принципами теории относительности групповая скорость любых В., способных переносить информацию, не может превышать скорости света c в вакууме. Так, дисперс. ур-нию (10) соответствует значение $v_{гр}=c^2/v_ф<c$, поскольку, согласно (11), $v_ф>c$ (см. рис. 4). Только в средах без дисперсии $v_ф$ и $v_{гр}$ одинаковы, в общем же случае они могут иметь не только разл. значения, но и разные знаки; В., у к-рых

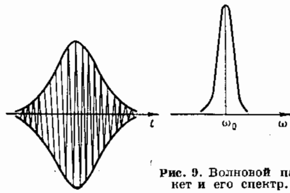
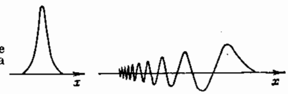


Рис. 9. Волновой пакет и его спектр.

фазовые и групповые скорости противоположно направлены, наз. обратными.

В линейной диспергирующей среде волновые пакеты сохраняют свою форму только при прохождении ограниченных дистанций; на больших расстояниях они расплываются, после чего понятие групповой скорости для пакета как целого утрачивает смысл. При этом пакет становится частотно-модулированным: он может превратиться в непрерывную последовательность цугов разных частот, для каждого из к-рых можно ввести свою групповую скорость, причём вперёд уходят цуги с боль-

Рис. 10. Расплывание волнового импульса из-за дисперсии.



шей групповой скоростью. Такое расплывание особенно сильно выражено для коротких «видеоимпульсов», имеющих широкий спектр частот (рис. 10).

Если же модулир. В. имеет узкий частотный спектр, то её поле описывается выражением (7), где комплексная амплитуда A медленно (в масштабе осцилляций поля) изменяется во времени и пространстве. В одномерном случае, когда $A=A(x,\ t)$, приближённо справедливо комплексное ур-ние параболич. типа:

$$\frac{\partial A}{\partial t}+v_{гр}\frac{\partial A}{\partial x}=\frac{i}{2}\,\frac{d^2\omega}{dk^2}\,\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}\,. \tag{20}$$

На небольших расстояниях $[x\ll L_{гр}\approx v_{гр}\cdot\Lambda^2/d^2\omega/dk^2)$, где Λ — характерный масштаб модуляции] можно пренебречь правой частью этого ур-ния, тогда получается $A=A(x-v_{гр}t)$, т. е. огибающая В. распространяется без изменений формы со скоростью $v_{гр}$; при $x>L_{гр}$ необходимо учитывать правую часть (20), к-рая «ответственна» за дисперс. расплывание В.

Сферические и цилиндрические волны. Хотя из плоских В. можно получить любые волновые поля, такое представление не всегда адекватно физически наблюдаемым явлениям. Напр., В., возбуждаемая точечным источником в изотропной среде без дисперсии, представляет собой сферически расходящееся возмущение вида

$$\psi\sim\frac{F(r-vt)}{r}\,, \tag{21а}$$

где r — расстояние от центра (источника). Это одно из точных решений волнового ур-ния (5); его разложение по плоским В. допустимо, но приводит к усложнению анализа движения. В. вида (21а) наз. сферической однородной. В случае произвольного источника в (5) результирующее поле может быть представлено в виде суперпозиции таких сферич. В., выходящих из разных точек, т. е. выражаться интегралом

$$\psi \sim \int \frac{F(R-vt)}{R} dV, \qquad (21б)$$

где dV — элемент объёма, R — расстояние между точкой источника и точкой наблюдения. Ур-ние (5) имеет ещё и другое решение, сходящееся к источнику и получаемое из (21а) заменой v на $-v$. Оно приближённо реализуется, напр., для акустич. или эл.-магн. В., создаваемых сферич. концентраторами или отражателями, фокусирующими излучение в центре ($r \approx 0$). В случае точечного источника в свободном пространстве оно отбрасывается из физ. соображений: считается, что источник является единств. поставщиком энергии и, следовательно, поток энергии должен быть направлен от него. Процесс уноса энергии от источника волнами наз. излучением, а соответствующие условия, выделяющие решение (21б) с «запаздывающими» аргументами $(R-vt)$ и отметающие решения с «опережающими» аргументами $(R+vt)$, наз. условиями излучения. На больших расстояниях от источника (в дальней, волновой зоне) решение (21б) превращается в сферич. неоднородную (несимметричную) В.:

$$\psi \sim D(\theta, \varphi) \cdot F(r-vt)/r, \qquad (21в)$$

где θ, φ — углы сферич. системы координат, а $D(\theta, \varphi)$ — диаграмма направленности источника излучения (см. *Антенна*).

Набор сферич. В., как и плоских, является полным,— через них можно представить произвольное волновое поле. В частности справедлив *Гюйгенса — Френеля принцип*, согласно к-рому поле в любой точке, находящейся вне произвольной поверхности S, окружающей источник, можно представить как результат интерференции вторичных сферич. В., излучаемых каждой точкой (элементом) этой поверхности.

В линейных средах с дисперсией выражения (21) справедливы только для гармонич. В.; сигналы др. формы испытывают искажения, т. к. каждая гармонич. составляющая распространяется со своей фазовой скоростью, зависящей от её частоты.

Другой важный тип симметрич. В.— *цилиндрическая волна*, расходящаяся, напр., от точечного источника на плоскости (поверхность воды, мембрана, плоский волновод) или источников, равномерно распределённых вдоль оси в однородном трёхмерном пространстве. Структура цилиндрич. В. сложнее, чем сферической,— даже в среде без дисперсии её форма не повторяет временно́го поведения ф-ции источника, как в случае (21а),— В. тянет за собой длинный «шлейф» и только на больших (по сравнению с λ) расстояниях этим «шлейфом» можно пренебречь, представив В. в виде, сходном с (21а):

$$\psi \approx D(\theta) F(r-vt)/\sqrt{r}. \qquad (22)$$

Волновые пучки и лучи. Из набора плоских гармонич. В. в линейных средах можно сформировать любое распределение волнового поля. Суперпозиция плоских В. с $\boldsymbol{k}$, близкими по направлениям, может дать локализованное в поперечном направлении поле — волновой пучок или луч с почти плоским волновым фронтом, причём поперечные размеры пучка d значительно превышают длину В., но малы по сравнению с его длиной. Величина d ограничена снизу пространственным соотношением неопределённости, связывающим пространственный масштаб любой ф-ции с шириной её пространственного спектра:

$$\Delta k \cdot d = \frac{\Delta k}{k} \cdot kd \approx \alpha(kd) \gtrsim \pi, \qquad (23)$$

где Δk — поперечный разброс волновых векторов, характеризуемый углом α (рис. 11). При $\alpha \ll 1$ (т. н. малоугловое приближение) $kd \gg 1$. Такие пучки можно считать нерасходящимися на расстояниях $R < d^2/\lambda$ (в ближней, прожекторной зоне). Для коротких В. это могут быть совсем немалые расстояния. Так, идеальный оптич. прожектор (при $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см, $d=100$ см) в вакууме, т. е. при отсутствии атм. рассеяния, способен создать однородный пучок вплоть до удаления в 2000 км.

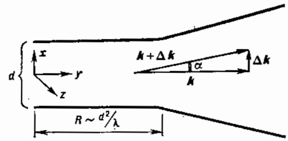


Рис. 11. Волновой пучок.

При $R \sim d^2/\lambda$ (зона дифракции Френеля) начинает сказываться неоднородность амплитудной структуры поля в поперечном сечении пучка, из-за чего пучок плавно расширяется, и на ещё больших расстояниях, где $R \gg d^2/\lambda$ (дальняя зона, или зона Фраунгофера), он превращается в В. с локально сферич. фронтом.

Понятие луча лежит в основе *геометрической оптики* — приближения, справедливого для волнового поля, амплитуда и волновой вектор к-рого изменяются плавно, на масштабах, существенно превышающих длину В. В этом случае поле может быть представлено как набор независимых лучей. В однородной среде лучи прямолинейны, в неоднородной — искривлены в соответствии с законами преломления (рефракции). С помощью лучей можно построить изображение любого предмета, размеры к-рого велики по сравнению с λ. На этом основаны принципы работы мн. оптич. приборов (линза, телескоп, микроскоп, глаз и т. д.), а также нек-рых типов радиотелескопов. В аналогичных ситуациях для акустич. волн говорят о *геометрической акустике*.

Ход лучей может быть описан также с помощью нек-рых вариац. методов (см. *Наименьшего действия принцип*). В этом обнаруживается аналогия между поведением полей и частиц, стимулировавшая в своё время развитие квантовой (волновой) механики. Лучи в неоднородных средах ведут себя как траектории частиц в соответствующих силовых полях; отсюда проистекает, в частности, сходство принципов действия оптических и электронных микроскопов, а также, в более широком смысле, сходство обычной оптики с электронной или «оптикой» любых др. частиц.

В рамках чисто лучевого описания интенсивность поля в точках пересечения лучей (фокусы) или их касания (каустики) обращается в бесконечность. На самом деле, в этих областях приближение геом. оптики неприменимо, и для уточнения волновой картины необходимо обращаться к исходным ур-ниям В., описывающим все детали волновой структуры. Часто, однако, достаточно ограничиться промежуточным приближением, считая, что поле представляет собой почти плоскую В. с медленным (в масштабе пространственных периодов) изменением комплексной амплитуды $A = A(\boldsymbol{r})$. В результате, напр., волновое ур-ние (5) (при $f=0$) сводится к ур-нию параболич. типа (Леонтовича ур-ние)

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{v}{2i\omega}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2}\right), \qquad (24)$$

сходному с *Шрёдингера уравнением*.

Теория волновых пучков, развитая методом параболич. ур-ния [иногда наз. также методом поперечной диффузии амплитуд, поскольку ур-ние (24) описывает диффузионное расплывание амплитуды в поперечном сечении пучка], составляет один из важнейших и, до нек-рой степени, самостоят. разделов волновой теории (см. *Квазиоптика*).

Дифракция волн. Явления, связанные с отклонением от лучевого распространения В., наз. дифракцией. К дифракционным относят фактически все эффекты, возникающие при взаимодействии В. с объектами любых, даже очень малых в сравнении с длиной В. размеров, т. е. даже тогда, когда сопоставление с лучевым приближением совсем не показательно. Напр., плоская гармонич. В. падает нормально на отверстие в непрозрачном экране. Если диаметр отверстия $d \gg \lambda$, то прошедшее поле формирует в ближней зоне волновой пучок, поведение к-рого уже было пояснено выше. Здесь характерна достаточно резкая (толщиной $\sim\lambda$) граница между освещённой и неосвещённой областями (светом и тенью). Когда d становится соизмеримым с λ, поле за отверстием имеет в пространстве сложную структуру, поскольку В. от разных участков отверстия приходят в точку наблюдения в разных фазах и, следовательно, могут как увеличивать амплитуду поля, так и взаимно погашаться. В результате на нек-рой плоскости, перпендикулярной оси отверстия, возникает набор концентрич. колец (рис. 12), иногда с тёмным

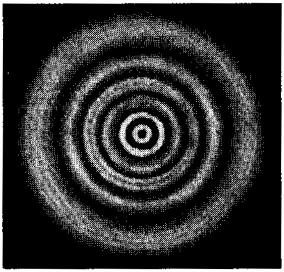


Рис. 12. Дифракция Френеля на круглом отверстии.

пятном в центре, что, разумеется, противоречит лучевой трактовке (см. *Дифракция света*). Аналогичная (но «дополняющая», с заменой светлых колец на тёмные, или наоборот) дифракц. картина образуется при падении плоской В. на непрозрачный диск (см. *Бабине теорема*). В этом случае на оси появляется светлая область (пятно Пуассона), обусловленная интерференцией возмущений, приходящих от краёв диска. При наличии неск. отверстий (щелей) в экране или дополняющих их экранирующих полосок в свободном пространстве формируются разнообразные дифракц. картины, изучение структуры к-рых позволяет, в частности, измерить длину В. и найти частоту надающего волнового поля (см. *Дифракционная решётка*).

Возбуждение волн. Источниками В. могут служить любые движения, нарушающие равновесное состояние среды (системы): камень, брошенный в воду, движущееся по воде судно, полёт снаряда, вибрации мембраны, струны, голосовых связок человека, колебания зарядов и токов в антеннах радиостанций и т. д. Во всех этих случаях источники поставляют энергию, уносимую бегущими В. Если источники синусоидальны [напр., ф-ция f в волновом ур-нии (5) — синусоида], то в линейных системах они возбуждают гармонич. волны. Источники В. классифицируются либо по типам создаваемых ими полей, либо по «механизмам» возбуждения. Так, пульсирующий шар создаёт в сжимаемой среде (газе, жидкости) симметричную сферич. звуковую В. типа (21а). Такой источник наз. монополем (рис. 13, *а*). Малые колебания тела как целого, напр. вдоль оси z около нек-рого положения равновесия ($r=0$), дают несимметричную сферич. В. вида

$$\psi = \cos\theta\,(e^{i\omega t - ikr})/r,$$

где θ — угол между направлениями вектора $\boldsymbol{r}$ и оси z. Это — диполь (рис. 13, *б*); его поле может быть представлено как суперпозиция полей двух близко расположенных монополей противоположной полярности. Это поле уже не симметрично, а зависит от направления, т. е. обладает направленностью. В общем случае произвольное поле излучения можно описать

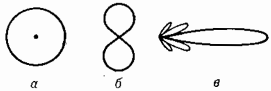


Рис. 13. Диаграмма направленности: *а* — монополя; *б* — диполя; *в* — плоской антенны с размером $a \gg \lambda$.

как результат действия набора мультиполей. Его угл. зависимость характеризуется диаграммой направленности.

Однако такое представление удобно использовать обычно лишь тогда, когда размеры источника a малы по сравнению с длиной излучаемой В. λ. При $a\sim\lambda$ и тем более при $a \gg \lambda$ обычно оперируют непосредственно с интегралами типа (21б), опираясь на принцип Гюйгенса — Френеля. Напр., излучение точечного монополя эквивалентно излучению синфазно колеблющихся радиальных диполей, равномерно распределённых на сфере произвольного радиуса $a \gg \lambda$, окружающей монополь, а для получения остронаправленного волнового пучка достаточно построить синфазно колеблющийся слой монополей или диполей на большом участке плоскости (размером $a \gg \lambda$); тогда осн. часть энергии идёт в пределах угла $\Delta\theta \sim \lambda/a$ (рис. 13, *в*).

Направленное излучение создают антенны (акустические, электромагнитные), к-рые в силу принципа взаимности могут работать и как приёмные антенны с теми же свойствами направленности. Для достижения высокой разрешающей способности, т. е. возможности различения угл. положения одного источника от другого, необходимо создавать антенны больших размеров или их эквиваленты.

Физ. механизмы волнообразования могут быть связаны либо с ускоренным, либо с равномерным движением излучающих объектов — тел, зарядов и т. д. К первому случаю относится, напр., излучение В. при колебат. движениях частиц, ударе барабанной палочки, резком торможении заряж. частицы, взрывном расширении газов и т. п. В электродинамике такое излучение наз. тормозным. При этом спектр частот излучения определяется спектром ф-ции источника. При периодич., напр. синусоидальном поступательно-возвратном, движении возмущающего тела (осциллятора) с произвольной амплитудой оно излучает В. с частотами ω, 2ω, ..., кратными частоте своих колебаний ω, т. е. на частоте колебаний тела и её гармониках. Естеств. обобщением этого механизма излучения является образование В. при движении тела или заряда по криволинейной траектории. Движение по кругу эквивалентно суперпозиции двух ортогональных прямолинейных осцилляторных движений, и наоборот, два круговых движения в противоположных направлениях могут быть эквивалентны одному прямолинейному осцилляторному движению. В акустике подобным образом излучают винты двигателей, в электродинамике — частицы, вращающиеся в магн. поле (магн.-тормозное излучение). При равномерном движении объекта в однородной среде излучение возможно, только если он движется со скоростью, превышающей скорость распространения В. в этой среде, т. е. при «сверхволновом» — сверхзвуковом, «сверхсветовом» и т. д. движении. Возмущение, создаваемое движущимся телом, как бы «сдувается» средой. Порождаемое при этом излучение сосредоточено в конусе с углом при вершине (в точке нахождения тела), равным $\alpha = \arccos v_\phi/V$, где v_ϕ — фазовая скорость В., V — скорость тела. В среде без дисперсии этот конус (конус Маха) одинаков для всех частот, и в результате образуется резкий волновой фронт, к-рый из-за нелинейности переходит в *ударную волну*. Такие процессы типичны, в частности, для газодинамики. При наличии дисперсии энергия излучения распределяется среди разл. спектральных составляющих поля и характер излучения зависит от закона дисперсии. Так, при движении судна на глубокой воде энергия «носовой волны» сосредоточена в области, ограниченной углом (примерно 39°), не зависящим от скорости движения судна. В случае эл.-магн. излучения такое явление обычно наз. черенковским излучением (см. *Черенкова — Вавилова излучение*).

Равномерно движущийся объект может стать источником В. и при небольших скоростях движения, если окружающая среда неоднородна. Такое излучение наз. переходным, а иногда дифракционным. Механизм его формирования прост: любой объект вносит в среду стационарно движущееся возмущение; в случае заряда — это статич. поляризация прилегающих областей, в случае движения тела в жидкости — поле скоростей, связанное с нарушением её равновесия. При движении в однородной среде со скоростью $V<v_ф$ эти возмущения переносятся с телом как единое целое. Если среда неоднородна, напр. есть граница раздела или в зону стационарного возмущения попал др. объект, то эти неоднородности создают нестационарное возмущение, к-рое и порождает В. Характерный пример — переходное излучение, создаваемое заряж. частицей при пересечении границы раздела двух полупространств с разными проницаемостями.

Источниками В. могут быть не только частицы, но и волновые поля др. природы; напр., поверхностные волны возбуждают шумовой звук в толще океана; лазерный импульс, поглощаясь в среде, возбуждает акустич. излучение; сейсмич. В. возбуждают в океане В. цунами. Соответствующие процессы трансформации В. обусловлены либо неоднородностями, либо нелинейностью сред (см. ниже).

При возбуждении стоячих В. в замкнутых объёмах (резонаторах) источники расходуют энергию на раскачку и поддержание колебаний поля, в частности на компенсацию тепловых потерь. Такое возбуждение оказывается наиболее эффективным в случаях *резонанса*, когда частота колебательного источника совпадает с одной из собственных частот резонатора. В неограниченной среде резонансные явления возникают в случае «синхронизма», когда скорость движения источника совпадает с фазовой скоростью одной из нормальных В. [напр., если в ур-нии (5) ф-ция источника имеет вид $f(x-vt)$, т. е. соответствует В., бегущей со скоростью v]. Для распределённых источников в виде периодич. бегущих В. такой синхронизм эквивалентен резонансу как во времени, так и в пространстве, т. к. совпадают и частоты, и волновые числа источника и возбуждаемой им В.

Эффект Доплера. Среды с переменными параметрами. Свойства излучения могут быть различными в зависимости от движения системы отсчёта, в к-рой находится принимающий его наблюдатель. Так, если осциллятор, колеблющийся (в собств. системе отсчёта) с частотой ω, движется относительно наблюдателя (на него или от него) с пост. скоростью v, то последний будет воспринимать колебания с частотой ω′, отличной от ω. Такие изменения частоты (и длины волны) поля при относит. движении источника и наблюдателя наз. Доплера эффектом. Этот эффект имеет чисто кинематич. природу; напр., при движении наблюдателя навстречу В. он быстрее «проскакивает» соседние максимумы или минимумы поля, что и ведёт к увеличению частоты. Связь между ω и ω′ можно определить из условия неизменности числа максимумов и минимумов, что означает неизменность (инвариантность) фазы $\varphi=\omega t-\boldsymbol{kr}$ при переходе из одной системы отсчёта в другую. Поскольку переменные x и t при таком переходе связаны с x' и t' преобразованиями Лоренца (а при нерелятивистском движении, когда $v\ll c$ — преобразованиями Галилея), то из равенства фаз $\varphi=\varphi'$ получается ф-ла

$$\omega'=\frac{\omega}{\gamma\left(1-\frac{v}{v_ф}\cos\theta\right)}, \qquad (25)$$

где $\gamma=\sqrt{1-v^2/c^2}$, θ — угол между направлениями волнового вектора В. и скорости движения $\boldsymbol{v}$. При $v/c\ll 1$ выражение (25) стремится к виду $\omega/[1-(v/v_ф)\cos\theta]$. Отсюда видно, что при движении в сторону источника (θ=0) частота растёт, а при движении от источника (θ=π) — уменьшается. Это заметно, напр., по изменениям тона гудка приближающегося и затем удаляющегося встречного поезда. При поперечном движении (θ=π/2) частота изменяется только в релятивистском случае, когда γ заметно меньше единицы (поперечный эффект Доплера).

В средах с дисперсией, где фазовая скорость В. зависит от частоты, ф-ла (25) становится фактически ур-нием относительно ω′. В таких средах возможна неустойчивость, «самораскачка», движения колебат. источника В. (осциллятора) за счёт его поступат. движения, связанные с излучением В. в область черенковского конуса, определяемого равенством $\cos\theta=v_ф/v$ (подробнее см. *Доплера эффект*).

Изменения частоты возникают и при любых изменениях во времени параметров среды, от к-рых зависит скорость распространения В. В таких случаях иногда говорят о параметрич. эффекте Доплера. Это относится, напр., к неоднородным движущимся средам, в частности к отражению В. от движущейся границы раздела сред, когда частоты падающей и отражённой В. отодвинуты в противоположные стороны относительно системы отсчёта, связанной с границей (двойной эффект Доплера). Частота В. изменяется и в неподвижных средах с перем. параметрами, напр. в нелинейном диэлектрике или магнетике, проницаемости к-рых меняются во времени за счёт внешнего управляющего поля. В таких средах энергия В. также изменяется за счёт работы сил, меняющих параметры среды. При достаточно медленном изменении параметров во времени и пространстве сохраняется постоянным отношение W/ω (адиабатич. инвариант), имеющее смысл числа квантов в волновом цуге с энергией $W (W=N\hbar\omega$, где N — число квантов). При быстром изменении параметров среды возможны распады и слияния квантов (см. ниже).

Нелинейные волны. По мере увеличения амплитуды практически всегда (кроме эл.-магн. полей в вакууме в классич. приближении) В. становится нелинейной, т. е. её поведение и свойства начинают зависеть от амплитуды. При этом теряет применимость принцип суперпозиции — волн от независимых источников перестают существовать независимо и при совместном возбуждении уже не ведут себя как аддитивные (складывающиеся) величины. Математически это соответствует описанию движения с помощью нелинейных (для сплошных сред — обычно дифференциальных, реже — интегро-дифференциальных) ур-ний. Мерой нелинейности служит отношение амплитуды волнового поля к нек-рой величине той же размерности, характеризующей невозмущённое состояние системы или пространственно-временные параметры В. Для звукового поля это — акустич. число Маха, равное отношению амплитуды скорости смещения частиц в В. к скорости звука, для поверхностных гравитац. В. на глубокой воде — отношение высоты гребня к длине В. (или, что то же самое, отношение амплитуды скорости колебаний частиц к фазовой скорости В.), для эл.-магн. В. в веществе — отношение амплитуды электрич. или магн. поля к «внутреннему» полю, поддерживающему равновесную структуру среды, и т. д. На формирование волновой картины в нелинейных средах оказывают влияние в общем те же факторы, что и в линейных: дисперсия, диссипация и дифракция (в лучевом приближении — рефракция). В активных средах к ним добавляется ещё и отрицат.

диссипация или что-либо другое, учитывающее «подкачку» энергии в В. Для каждого из подобных факторов можно ввести меру по тем же рецептам, что и при оценке нелинейности. Это позволяет соотносить их конкурирующую роль, что отражается и в классификационной терминологии: напр., говорят о системах с сильной нелинейностью, но слабой дисперсией и слабой диссипацией.

Особенности волновых процессов в нелинейных системах удобно пояснить на примере одномерных возмущений в энергетически пассивной, слабонелинейной однородной среде, когда спектральный язык ещё не утрачивает свою пригодность. В линейном приближении поле В. есть суперпозиция нормальных гармонич. В. с частотами ω и волновыми числами k, подчиняющихся дисперс. ур-нию (8). А в нелинейном режиме гармонич. В. взаимодействуют, обмениваясь энергией и порождая В. на новых частотах. В частности, «затравочное» возмущение на частоте ω сопровождается появлением высших гармоник на частотах 2ω, 3ω и т. д. Энергия колебаний как бы «перекачивается» вверх по спектру. Эффективность этого процесса зависит от дисперс. свойств системы и может быть велика даже при очень слабой нелинейности. Действительно, если дисперсии нет, то В. всех частот распространяются синхронно с одинаковыми v_ϕ, и их взаимодействие будет иметь резонансный, накапливающийся характер, поэтому на достаточно больших длинах (в масштабе λ) перекачка энергии может осуществляться весьма эффективно. Если дисперсия велика, то фазовые скорости гармонич. возмущений, имеющих разные частоты, не совпадают, следовательно, фаза их взаимных воздействий будет быстро осциллировать, что приведёт на больших длинах к ничтожному результирующему эффекту. Наконец, возможны специальные, промежуточные случаи, когда в системе с сильной дисперсией только две (или несколько) «избранные» В. с кратными частотами имеют одинаковые v_ϕ и поэтому эффективно взаимодействуют. В ряде случаев достигается своеобразное спектральное равновесие, когда амплитуды всех синхронных гармоник сохраняются неизменными и суммарное поле имеет вид стационарной бегущей В. вида (1), при этом в случае сильной дисперсии ф-ция $f(x-vt)$ близка к синусоиде, а при слабой — она может содержать участки резкого изменения поля (импульсы, «ступеньки» и др.), поскольку число гармоник в её спектре велико.

Простые волны. Роль нелинейности «в чистом виде» хорошо видна в предельном случае, когда и дисперсия, и диссипация полностью отсутствуют, т. е. все гармонич. моды бегут с одинаковыми скоростями. Если в ур-нии В. (2) считать скорость v зависящей от волновой переменной ψ, то его решение сводится к функциональному соотношению вида $\psi=F[x-v(\psi)t]$, описывающему простую В. или **волну Римана**. Профиль её непрерывно деформируется (рис. 14) так, что каждая

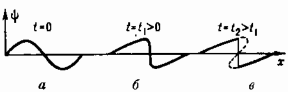


Рис. 14. Эволюция простой волны (*а*), образование «перехлёста» (*б*) и разрыва ударной волны (*в*).

точка с фиксир. значением ψ движется с пост. скоростью $v(\psi)$. На спектральном языке это и означает непрерывный рост амплитуд гармоник, синхронно взаимодействующих между собой. Эволюция профиля В. сопровождается растяжением одних его участков и сокращением других, причём крутизна последних растёт вплоть до полного «перехлёста» за счёт обгона одних точек профиля другими. Иногда такая неоднозначность имеет реальный смысл. Напр., если пучок электронов пролетает через промежуток между двумя сетками, к к-рым приложено перем. напряжение, то в зависимости от фазы пролёта электроны приобретают разные скорости, и ур-ние (2) описывает В. скорости электронов [так что $v(\psi)=\psi$]. Образование крутого фронта В. означает догон и группировку электронов, а «перехлёст» — обгон и разгруппировку. В электронике этот эффект наз. клистронным. Аналогичным образом может вести себя поток машин на дорогах («транспортные волны») и нек-рые др. «кинематические» волновые процессы.

Динамич. поведение волновых систем описывается, по крайней мере, двумя ур-ниями 1-го порядка, в простейшем варианте — парой нелинейных телеграфных ур-ний, имеющих вид (4), где $a=a(\varphi, \psi)$, $b=b(\varphi, \psi)$. Их частными решениями являются две простые В. вида

$$\varphi = F_\varphi[x \mp v(\varphi, \psi)t], \quad \psi = F_\psi[x \mp v(\psi, \varphi)t], \qquad (26)$$

где $v=\sqrt{ab}$, $dF_\varphi/dF_\psi=\pm\sqrt{a/b}$. Так ведут себя, напр., давление и скорость в газодинамике, напряжение и ток в нелинейных эл.-магн. линиях и т. д. Здесь появление «перехлёста», т. е. неоднозначности решения, уже не имеет физ. смысла. Некорректность устраняется обычно учётом дополнит. физ. факторов (дисперсии, потерь), вступающих в силу в областях резкого изменения поля и приводящих к повышению порядка исходных ур-ний.

Ударные волны. Приближённые ур-ния, описывающие эволюцию В. в системах с малыми нелинейностью, дисперсией, диссипацией, получаются посредством добавления в «первичное» ур-ние (2) малых членов, учитывающих эти факторы. Весьма широкий класс таких В. описывается т. н. **ур-нием Бюргерса — Кортевега — де Фриса**:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + v_0\frac{\partial\psi}{\partial x} = -\varepsilon\psi\frac{\partial\psi}{\partial x} + \nu\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} - \beta\frac{\partial^3\psi}{\partial x^3}, \qquad (27)$$

где ε, ν и β — константы, отражающие влияние соответственно нелинейности, диссипации и дисперсии (в теории нелинейных В. оба последних фактора иногда относят к дисперсионным, т. к. степень их влияния на процесс зависит от его пространственных и временных масштабов). При медленных изменениях поля членами с ν и β можно пренебречь, и возмущение ведёт себя как простая В. с $v(\psi)=v_0+\varepsilon\psi$. Но на участках с увеличением крутизны профиля эти «дисперсионные» члены постепенно «вмешиваются» в движение, предотвращая возможность «перехлёста». Дальнейший процесс зависит от соотношения двух последних слагаемых в ур-нии (27); при этом особую роль играют стационарные В. Хотя они и не реализуются в точности, но во мн. случаях в В. формируются образования, близкие к стационарным. Если $\beta=0$, то (27) наз. **ур-нием Бюргерса**. Его стационарное решение имеет вид:

$$\psi = \frac{1}{2}(\psi_1+\psi_2) - \frac{1}{2}\Delta\psi\,\mathrm{th}\left[\frac{\varepsilon\Delta\psi}{2\nu}(x-Vt)\right], \qquad (28)$$

где $V=v_0+\varepsilon(\psi_1+\psi_2)/2$, $\Delta\psi=\psi_2-\psi_1$, ψ_1 и ψ_2 — постоянные. Это решение описывает структуру стационарной ударной волны малой амплитуды. Она имеет вид монотонного перепада между двумя пост. значениями ψ_1 и ψ_2 (рис. 15). Характерная длина перепада $\delta\sim 2\nu/\varepsilon\Delta\psi$ тем меньше, чем больше его величина $\Delta\psi$ и чем меньше коэф. потерь ν.

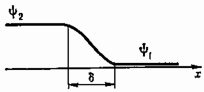


Рис. 15. Профиль стационарной ударной волны.

Ударная В. (28) и есть истинное квазистационарное решение, «вписываемое» в простую В. малой амплитуды в области «перехлёста». Если, напр., в нач. момент задана синусоидальная В. с достаточно большими длиной и амплитудой, то она будет превращаться в почти пилообразную с узким ударным фронтом, а затем, по мере затухания, снова возвращаться к синусоидальной форме. На спектральном языке это означает, что высшие гармоники сначала растут, а затем затухают, и тем быстрее, чем выше их пространственные частоты; для слабых и коротких В. нелинейные эффекты вообще не успевают проявиться из-за сильного затухания.

В общем случае ударная В. представляет собой относительно тонкую переходную область, в к-рой происходит необратимое изменение состояния среды. Так, при распространении В. сжатия в газе в области с большой крутизной фронта начинают сказываться эффекты вязкости и теплопроводности; в результате вместо перехода в режим «опрокидывания» формируется ударный фронт. Он может быть достаточно тонок (в масштабе всего волнового возмущения), и тогда его поведение

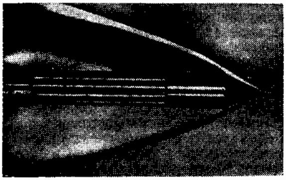


Рис. 16. Фотография ударной волны перед движущимся снарядом.

интерпретируется как движение разрыва, «скачка» поля (скачок давления, скорости и т. п.), величина и скорость перемещения к-рого определяются граничными условиями, «сшивающими» значения параметров по разные стороны от него. В частности, на ударном фронте всегда растёт энтропия. Ударные В. возникают при сверхзвуковых движениях тел — самолётов, снарядов (рис. 16), метеоритов, при взрывах и т. д. В плазме с магн. полем существуют магн.-гидродинамич. ударные В., а в линиях передачи с ферритами или полупроводниковыми элементами — эл.-магн. ударные В.— «скачки» эл.-магн. полн, не связанные с макроскопич. движением среды.

Солитоны. Др. фактором, способным предотвратить «опрокидывание» нелинейной В., является «реактивная» дисперсия, не связанная с диссипацией энергии. В ур-нии (27) она связана с последним слагаемым в правой части. В случае, если $\beta\neq 0$, $\nu=0$, т. е. диссипацией можно пренебречь, ур-ние (27) наз. ур-нием Кортевега—де Фриса [его «линейный» вариант даёт ф-ла (13)]. Этому ур-нию подчиняются достаточно длинные слабонелинейные В. на поверхности водоёмов, в плазме, в эл.-магн. линиях и др.; оно сыграло важную роль в развитии матем. теории нелинейных В. И здесь первоначально плавное движение эволюционирует как простая В., но затем «включается» дисперсия, и по мере обострения фронта на нём появляются осцилляции. В результирующем движении снова типично формирование В., близких к стационарным. Стационарные решения ур-ния Кортевега—де Фриса — это, вообще говоря, периодич. (т. н. кноидальные) В., профиль к-рых определяется «конкуренцией» между тенденциями к «опрокидыванию» из-за нелинейности и расплыванию из-за дисперсии (рис. 17). При малых амплитудах эти В. близки к синусоидальным, а при больших — превращаются в последовательность коротких импульсов (поле обогащено большим числом гармоник). В пределе бесконечного периода получаются уединённые волны — солитоны, энергия к-рых сосредоточена в основном на ограниченном интервале оси x (рис. 18). Для ур-ния Кортевега—де Фриса семейство солитонов задаётся решением $\psi=A\,\mathrm{sech}^2[(x-vt)/\Lambda]$, где $\Lambda=\sqrt{12\beta/\varepsilon A}$, $v=v_0+\varepsilon A/3$, A — амплитуда. Характерная протяжённость солитона Λ тем меньше, чем больше A; одновременно с увеличением A солитон убыстряется. Такие образования свойственны и другим нелинейным диспергирующим волновым системам. Они обнаруживают поведение, роднящее их с материальными частицами: они локализованы в конечной области; перемещаются без деформации, перенося энергию и импульс, момент импульса; способны сохранять свою структуру при взаимодействиях (соударениях) с такими же объектами, могут образовывать связанные состояния, объединяться в коллективы (ансамбли) и т. д. (см. *Солитон*).

Рис. 17. Периодические стационарные волны различных амплитуд в нелинейной среде с дисперсией.

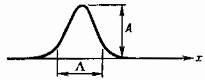
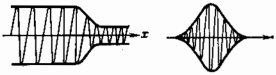


Рис. 18. Солитон.

Модулированные нелинейные волны. В средах с малой нелинейностью и сильной дисперсией стационарные В. близки к синусоидальным. Если в такой среде распространяется модулир. В., то «несущее» поле в ней остаётся близким к гармоническому, но его огибающие — амплитуда и частота — медленно меняются во времени и пространстве, и основной нелинейный эффект состоит именно в том, что на достаточно больших интервалах времени и пространства огибающие испытывают накапливающиеся нелинейные деформации, определяемые зависимостью скорости распространения В. как от частоты ω, так и от амплитуды A или интенсивности В. $I\sim A^2$ (в простейшем случае нелинейная добавка к скорости $\sim I$). Такая В. имеет вид $A(x,\,t)e^{i(\omega t-kx)}$, где A — медленно меняющаяся комплексная амплитуда, описываемая *Шрёдингера уравнением* нелинейным, обобщающим ур-ние (20)

$$\frac{\partial A}{dt}+v_{\text{гр}}\frac{\partial A}{\partial x}=\frac{i}{2}\,\frac{d^2\omega}{dk^2}\,\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+i\beta\,|A|^2 A, \qquad (29)$$

где β — пост. параметр нелинейности. Если в линейном приближении любая волновая группа в конечном счёте неограниченно расплывается, то в нелинейном случае результат снова определяется соотношением дисперсии и нелинейности, описываемых членами, стоящими в правой части (29). В достаточно протяжённых волновых пакетах возникает самолокализация — образование участков повыш. крутизны. Этот процесс происходит по-разному в зависимости от соотношения знаков дисперсионного и нелинейного членов. Если параметры β и $d^2\omega/dk^2$ имеют одинаковые знаки, то возможно существование простых В., а затем появление осцилляций огибающей или образование самоподдерживающихся перепадов амплитуды и частоты — ударных В. огибающих (рис. 19, *а*); для их существования необходимо включение релаксац. диссипативных процессов, играющих роль, аналогичную роли вязкости для обычных ударных В. Если же знаки этих параметров противоположны, то волновые группы могут



а б

Рис. 19. Ударная (*а*) и уединённая (*б*) волны огибающих.

сжиматься, а характерной стационарной В. является солитон огибающей в виде локализованного волнового пакета неизменной формы (рис. 19, *б*). В этом же случае немодулированная гармонич. В. оказывается неустойчивой по отношению к малым модулирующим возмущениям (модуляц. неустойчивость или самомодуляция).

Нелинейные волновые пучки. Неодномерные процессы, в к-рых одновременно действуют нелинейность, рефракция и дифракция, обычно чрезвычайно сложны для исследования, даже в случае гармонических во времени В. Для достаточно коротких В. здесь сохраняется применимость понятия луча, но его характеристики, в частности законы рефракции, зависят от амплитуды В. (в подобных случаях говорят о приближении нелинейной геом. оптики). Так, если показатель преломления световой В. n зависит от её интенсивности I, то возникают эффекты саморефракции, когда без всякой внеш. неоднородности лучи искривляются в сторону больших n. При этом, если $n(I)$ — возрастающая ф-ция, то из-за такой саморефракции лучей в область больших I интенсивность ещё больше растёт, т. е. эффект имеет кумулятивный характер — возникает самофокусировка В. (см. *Самофокусировка света*). Особую сложность здесь представляет описание поля в области фокусов и каустик, где обычно наиб. сильно сказываются как нелинейность (в приближении геом. оптики амплитуда растёт неограниченно), так и дифракция.

Описание одноврем. влияния нелинейности и дифракции на распространение почти гармонич. волнового пучка в нелинейной диспергирующей среде, в к-рой малая нелинейная добавка к $n \sim I$ (что типично для мн. задач *нелинейной оптики*, физики плазмы и др.), проводится обычно в рамках нелинейного ур-ния Шрёдингера, обобщающего ур-ния (24) и (29). Если В., распространяясь вдоль направления x, представляет собой модулированное в пространстве колебание: $\psi = A(\boldsymbol{r})\exp(i\omega t - ikx)$, то это ур-ние имеет вид, обобщающий (24):

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{v}{2i\omega}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2}\right) + i\beta A|A|^2. \qquad (30)$$

Ур-ние (30), как и (24), описывает стационарный волновой пучок. В отсутствие нелинейности ($\beta=0$) пучок расширяется из-за поперечной диффузии. Нелинейность может полностью скомпенсировать это уширение, тогда В. будет распространяться без уменьшения амплитуды ($\partial A/\partial x = 0$), как бы «пробивая» сама себе волноводный канал. Такое решение возможно при $\beta > 0$ (фокусирующая нелинейность). Диссипация и разл. рода неустойчивости приводят к постепенному разрушению нелинейных волноводов. Нелинейность может и «перекомпенсировать» дифракц. расходимость, что и означает самофокусировку пучка. Эффекты самофокусировки (и обратные им — самодефокусировки) играют особенно важную роль в нелинейной оптике и квантовой радиофизике; в частности, они ограничивают возможности создания мощных лазеров с широкими волновыми пучками, поскольку в определ. условиях плоская В. оказывается неустойчивой по отношению к возмущениям её волнового фронта и распадается на отд. пучки («нити»).

В средах без дисперсии или со слабой дисперсией эффекты нелинейной рефракции и дифракции ещё сложнее, т. к. волновое поле не остаётся гармоническим и профиль В. непрерывно деформируется, вплоть до образования ударных В., солитонов и др. Такие процессы типичны, напр., для *нелинейной акустики* (сюда относятся, в частности, задачи о распространении взрывных В. сильного звука в атмосфере и океане). Здесь также широко применяется приближение коротких волн, позволяющее, в частности, проследить за нелинейными искажениями В. вдоль лучей (нелинейная геом. акустика). При описании В. как квазиплоского волнового пучка справедливо приближённое ур-ние, обобщающее ур-ние (27) в отношении учёта дифракции:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial \psi}{\partial t} + (v_0 + \varepsilon\psi)\frac{\partial \psi}{\partial x} - \nu\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \beta\frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3}\right] = -\frac{1}{2c}\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}\right), \qquad (31)$$

где x — продольная, y, z — поперечные координаты. При $\beta=0$ это ур-ние часто наз. ур-нием Хохлова — Заболотской, а при $\nu=0$ — ур-нием Кадомцева — Петвиашвили.

Ур-ние (31) ещё весьма сложно для решения; чтобы получить простое описание эффектов, применяют более грубые упрощения. Так, при фокусировке волнового пучка в фокальную область приходит нелинейно искажённая В., однако в этой области, несмотря на рост нелинейности, ею иногда можно пренебречь, т. к. дифракц. эффекты оказываются сильнее. В результате процесс может быть описан поэтапно: спачала нелинейная фокусировка, затем линейная дифракция. Для диспергирующей среды без потерь ($\nu=0$) ур-ние (31) может иметь решения в виде двумерных солитонов.

Взаимодействие волн. Поскольку для нелинейных В. принцип суперпозиции не выполняется, допустимо говорить о взаимодействии В., т. е. о тех эффектах, к-рые возникают при их совместном распространении. В соответствии с разл. способами описания одного и того же поля, понятие взаимодействия часто трактуется неоднозначно. В случаях, когда описывается эволюция В. как целого, обычно говорят о «самовоздействии» (напр., деформация профиля простой В., или деформация огибающих длн В. с узким спектром). Вместе с тем эти же процессы можно рассматривать как результат взаимодействия разл. спектральных составляющих (напр., гармоник) поля (см. выше). Выбор представления зависит от конкретных условий задачи. В средах с малой нелинейностью и сильной дисперсией особенно эффективно протекает взаимодействие почти гармонич. В., если выполняются те или иные резонансные условия. Пусть, напр., в среде возбуждены две В. с частотами ω_1 и ω_2 и волновыми векторами $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$. Из-за нелинейности возникнут возмущения с комбинац. частотами $\omega_m = m\omega_1 \pm n\omega_2$ и волновыми векторами $\boldsymbol{k}_{mn} = m\boldsymbol{k}_1 \pm n\boldsymbol{k}_2$, где m и n — целые числа. Наиб. эффективно будут возбуждаться те из них, к-рые окажутся в резонансе с нормальными В. среды, т. е. для к-рых отношение $\omega_{mn}/\boldsymbol{k}_{mn}$ совпадает с фазовой скоростью одной из таких В. Простейшим примером служит трёхволновое взаимодействие, когда одновременно выполняются соотношения $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$, $\boldsymbol{k}_1 = \boldsymbol{k}_2 + \boldsymbol{k}_3$ (условия синхронизма). Эти соотношения выражают законы сохранения энергии $\hbar\omega$ и импульса $\hbar\boldsymbol{k}$ при распадах и слияниях квантов поля: либо квант первой В. (накачки) распадается на два др. кванта, либо происходит слияние этих квантов в один. В одномерном случае изменение комплексных амплитуд таких В. описывается связанными ур-ниями:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_1}{\partial t} + v_{\text{гр}1}\frac{\partial A_1}{\partial x} &= -i\sigma_1 A_2 A_3,\\
\frac{\partial A_2}{\partial t} + v_{\text{гр}2}\frac{\partial A_2}{\partial x} &= i\sigma_2 A_1 A_3^*,\\
\frac{\partial A_3}{\partial t} + v_{\text{гр}3}\frac{\partial A_3}{\partial x} &= i\sigma_3 A_1 A_2^*,
\end{aligned} \qquad (32)$$

где $v_{\text{гр}}$ — групповые скорости, σ — постоянные коэф. нелинейности, * — обозначение комплексного сопряжения. Из ур-ний (32) следует, что суммарная энергия всех трёх В. сохраняется, однако [напр., для гармонических в пространстве В., когда $A = A(t)$] происходит периодич. перекачка энергии от первой В. («накачки») к двум другим, и обратно. В «вырожденном» случае взаимодействия гармонич. В. с её 2-й гармоникой (т. е. когда $\omega_2 = \omega_3 = \omega$, $A_2 = A_3$) возможен (в отсутствие потерь) и полный переход энергии из осн. частоты во 2-ю гармонику (но не наоборот). В системах с обратной связью (напр., резонаторах) возможна параметрич. генерация В. на более низких частотах ω_2 и ω_3 за счёт энергии высокочастотной «накачки» на частоте ω_1 (см. *Параметрический резонанс*). Подобные эффекты наблюдаются для В. в плазме, световых и акустич. В. в кристаллах и т. д.; они используются, напр., в *параметрических генераторах света* (см. также *Вынужденное рассеяние света*, *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Аналогичные резонансные взаимодействия возможны для четырёх и более В.

В известном смысле, другой предельный случай составляют «однократные акты» взаимодействия локализованных (уединённых) нелинейных образований —

ударных В. и солитонов в средах со слабой дисперсией. Напр., при «лобовом столкновении» одинаковых ударных В. от места взаимодействия расходятся ударные В., имеющие бо́льшую амплитуду, чем первичные, что приводит к сильному повышению давления в области взаимодействия (для линейных В. одинакового знака и величины давление увеличивается вдвое). Это справедливо и для случая падения ударной В. на жёсткую преграду — рост давления более чем вдвое даёт дополнит. увеличение разрушит. действия В.

Взаимодействие солитонов тоже происходит сложным нелинейным образом, но, как уже говорилось, в ряде случаев солитоны выходят из этого взаимодействия сохранившими свою структурную цельность, что и говорит об их «частицеподобности».

Волны в активных средах. Классификацию волновых режимов в активных средах, способных снабжать В. энергией, проводят по аналогии с колебат. режимами в системах с сосредоточенными параметрами: усиления, генерации и т. д. Эти режимы могут возникать мягким или жёстким образом в зависимости от того, происходит ли их запуск с нулевых или конечных, пороговых, значений амплитуд. В мягком режиме система при определ. условиях оказывается неустойчивой и под действием сколь угодно малых флуктуаций покидает равновесное положение. На нач. стадии она ведёт себя как линейная динамич. система с отрицат. трением, и возмущения в ней растут по экспоненц. закону, что соответствует комплексным значениям частот или волновых векторов, т. е., в отличие от систем с сосредоточенными параметрами, неустойчивость может развиваться и во времени, и в пространстве. Её дальнейшая судьба может сложиться двояко. Если возмущение, зародившись в одной области пространства, сносится в сторону, последовательно отбирая энергию от разных участков активной среды и увеличиваясь по амплитуде, то н е у с т о й ч и в о с т ь наз. к о н в е к т и в н о й. На огранич. интервалах пространства это приводит к конечному усилению В. Так действуют мн. усилители В. в природе (напр., В. на воде, «подгоняемые» ветром) и технике (напр., В. в электронной лампе бегущей волны, где сигналы, поступающие на вход, сносятся электронным потоком, усиливаясь по пути).

Др. возможность состоит в том, что возмущение растёт всюду, в т. ч. в месте его появления. Это — а б с. н е у с т о й ч и в о с т ь, существующая благодаря наличию «внутренних» обратных связей, распределённых по всей активной системе. Примером может служить электронная лампа обратной волны, в к-рой возмущения, усиленные электронным потоком, переносятся эл.-магн. полями в обратном направлении, подвергаясь многократному усилению. Конечно, в большинстве реальных систем чёткое разделение конвективных и абс. неустойчивостей оказывается невозможным; так, распределённый усилитель превращается в генератор при добавлении «внешней» обратной связи, если замкнуть этот усилитель в кольцо (соединить выход со входом) или ввести отражатели (зеркала), принуждающие возмущения многократно проводить через одни и те же участки активной среды. Так устроены *лазеры*, *гиротроны* и др. приборы с активными средами внутри резонаторов; сходным образом ведут себя упругие пластинки, обтекаемые потоком воздуха (флаттерная неустойчивость), и др.

Экспоненц. рост амплитуды возмущений не может длиться неограниченно: либо возмущение покидает активную область, либо наступает нелинейная стадия движения, к-рая может привести к установлению *автоколебаний* со стационарной амплитудой. Равновесие достигается в результате взаимокомпенсирующего действия нелинейности, диссипации и дисперсии. Так, рост В. может исчерпать энергетич. резерв среды или привести к росту потерь. Дисперсия, начиная с нек-рых амплитуд, может привести к выходу В. из режима синхронизации с «поставщиком энергии» (напр., электронным потоком), что приостановит рост амплитуды. При этом в случае сильной дисперсии «выживает» практически лишь одна гармоника, и стационарное движение представляет собой почти гармонич. В., а при слабой дисперсии форма возмущения сильно варьируется вплоть до пилообразных, прямоугольных и др. наборов импульсов. Их амплитуда, в отличие от ударных В. или солитонов в «пассивных» средах, не произвольна, а предопределяется параметрами активной системы.

Нелинейность может и ускорить поступление энергии к В.; тогда рост её амплитуды становится всё более быстрым (взрывная неустойчивость); ограничение такого роста обусловливается к.-л. иными нелинейными механизмами.

Автоволны. В известном смысле, «крайним» случаем В. в активных средах можно считать автоволны, в к-рых энергия возмущения в данной точке черпается в основном из элементов среды, находящихся в окрестности этой точки, а перенос энергии В. приводит к последоват. «запуску» или переключению этих элементов, переводящему их из одного состояния в другое (триггерный механизм). Наглядным примером может служить «волна падения» в цепочке костяшек домино, поставленных стоймя: каждый элемент «запускается» толчком от предыдущего, а затем падает под действием собств. веса, т. е. за счёт собств. потенц. энергии в поле тяжести. К автоволнам относят В. горения, В. детонации во взрывчатых веществах, импульсы возбуждения в нервных волокнах, а также В. эпидемий, экологич. происшествий и др. К ним можно отнести и старинный способ передачи сообщений с помощью последовательно зажигаемых светильников. «Обобществление» работы отдельных активных элементов в случае автоволн в распределённых системах обычно осуществляется за счёт процессов диффузионного типа.

Матем. моделью автоволновых процессов в одномерном случае обычно может служить система из двух (или более) нелинейных диффузионных ур-ний:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t}=D_1\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+f_1(\psi,\ \varphi),\qquad\qquad (33)$$
$$\frac{\partial\varphi}{\partial t}=D_2\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+f_2(\psi,\ \varphi),$$

где $D_{1,2}$ — коэф. диффузии, $f_{1,2}$ — нелинейные ф-ции, описывающие поступление энергии к В. Напр., ψ может отвечать перепаду потенциала на толщине мембраны нервного волокна, а φ — ионной проводимости мембраны. Динамика такой системы часто включает быстрые

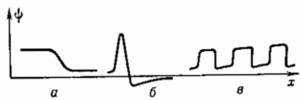


Рис. 20. Виды автоволн: *а* — необратимая волна переброса; *б* — импульсное возбуждение с восстановлением исходного состояния; *в* — периодические автоколебания.

перебросы из одного состояния в другое в пространстве и времени, разделённые участками сравнительно медленной релаксации. Это может быть либо необратимый переброс между двумя устойчивыми состояниями (как в В. горения — рис. 20, *а*), либо перевод системы на короткий срок в возбуждённое состояние (нервный импульс — рис. 20, *б*), либо, наконец, автоколебат. процесс в виде периодич. последовательности таких перебросов (как в автоколебат. хим. реакциях — рис. 20, *в*).

В нек-рых хим. и биологич. системах возможны своеобразные двумерные и трёхмерные автоволны в виде неподвижных источников в произвольных, ничем не выделенных точках среды или вращающихся спиральных структур — ревербераторов, к-рые, возможно, ответственны за возникновение фибрилляций сердца.

Взаимодействие автоволн происходит принципиально нелинейным образом. Две автоволны (В. пламени, хим.

реакций) при встречном распространении могут гасить друг друга.

Случайные волны. В природе и технике часто возникают В. в виде набора синусоид, цугов или одиночных импульсов со случайно меняющимися амплитудами и фазами. Если фазы разл. В. никак не связаны между собой, то В. считаются некогерентными (см. *Когерентность*). В этом случае явления интерференции не проявляются: при наложении друг на друга таких сигналов складываются ср. квадраты их амплитуд (мощности). Типичный пример — тепловое излучение тел: от ламп накаливания до космич. источников (Солнце).

Несмотря на видимую запутанность отд. реализаций, случайные волновые поля могут подчиняться чётким закономерностям в отношении своих статистич. характеристик, напр. спектра мощности. Так, спектр интенсивности теплового эл.-магн. излучения чёрного тела описывается Планка формулой (см. *Планка закон излучения*).

В линейных средах случайные волновые процессы обязаны существованием наличию шумовых источников, действие к-рых описывается, напр., случайной ф-цией в правой части волнового ур-ния (5). В нелинейных системах случайные волн могут возникать в результате взаимодействия В. Напр., при одновrем. выполнении резонансных условий для мн. гармонич. нормальных В. возникают сложные многокаскадные взаимодействия, перераспределяющие энергию по спектру вплоть до стохастизации процесса, т. е. образования ансамбля В. со случайными фазами и амплитудами — волновой турбулентности. Для поддержания такого ансамбля в реальной среде с диссипацией необходимы источники энергии — внешние или внутренние. В ряде случаев, однако, источники и стоки энергии действуют в одних областях спектра, а нелинейный обмен энергией между В. — в других (т. н. инерционных интервалах), что существенно облегчает описание волновой турбулентности. По-видимому, это относится, в частности, к определ. участкам спектра развитого ветрового волнения на морской поверхности, турбулизованной плазмы и др. Стохастич. поведение могут обнаруживать и ансамбли солитонов. Сохраняя структуру, солитоны случайным образом меняют взаимное расположение за счёт многократных взаимодействий между собой и с источником энергии (накачкой). Возможны также случайные ансамбли автоволн.

В активных нелинейных системах стохастич. поведение может быть присуще и небольшому числу В. Так, резонансное взаимодействие В. в активной среде в нек-рых случаях приводит к движениям, образом к-рых является *странный аттрактор*, и тогда соответствующие движенин, по существу, неотличимы от случайных.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; Пирс Д. Р., Почти все о волнах, пер. с англ., М., 1976; Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979; Пейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. *М. А. Миллер, Л. А. Островский.*

ВО́ЛНЫ В ПЛА́ЗМЕ (плазменные волны) — эл.-магн. волны, самосогласованные с коллективным движением заряж. частиц плазмы. Специфика плазмы, в частности её отличие от нейтрального газа, связана с волновыми процессами. Существует много типов В. в п., определяемых её состоянием, зависящим от наличия или отсутствия внеш. магн. полей и от конфигурации плазмы и полей. Классификация В. в п. производится прежде всего по величине амплитуды. При больших амплитудах волновые движения наз. нелинейными волнами; они могут быть регулярными, напр. *солитоны*, либо хаотическими, напр. *бесстолкновительные ударные волны*. Общее решение задачи о нелинейных волнах отсутствует. Задачу о волнах малой амплитуды удаётся решить до конца в общем виде, линеаризовав ур-ния, описывающие состояние плазмы. Обычно под термином «В. в п.» понимаются именно такие линейные волны.

Наиб. общей для описания распространения В. в п. является система ур-ний Максвелла для эл.-магн. полей и *кинетических уравнений* Власова для плазмы. Однако в столкновит. плазме, когда тепловое движение заряж. частиц несущественно, удобно пользоваться гидродинамич. приближением (см. *Магнитная гидродинамика*).

Распространение В. в п. определяется диэлектрич. свойствами плазмы, к-рые в общем случае описываются с помощью тензора *диэлектрической проницаемости* плазмы $\varepsilon_{\alpha\beta}=\delta_{\alpha\beta}+\frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{\alpha\beta}(\boldsymbol{k},\omega)$, где $\boldsymbol{k}$ и ω — волновой вектор и частота В. в п., $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, $\sigma_{\alpha\beta}(\boldsymbol{k},\omega)$ — тензор проводимости, $\alpha, \beta=1, 2, 3$. В силу линейности системы для фурье-гармоник электрич. поля получаем в однородной плазме систему линейных алгебраич. ур-ний:

$$\Lambda_{\alpha\beta}(\omega, k)\,E_\beta(k, \omega)=$$
$$=\left\{\frac{k^2c^2}{\omega^2}\left(\frac{k_\alpha k_\beta}{k^2}-\delta_{\alpha\beta}\right)+\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, k)\right\}E_\beta(k, \omega)=0.$$

Решение однородной системы существует, если

$$\Lambda(k,\omega)\equiv\det\{\Lambda_{\alpha\beta}(k,\omega)\}=0.$$

Это ур-ние определяет закон дисперсии (зависимость собств. частоты ω от k) собственных колебаний плазмы и наз. дисперс. ур-нием. Закон дисперсии, полностью определяемый тензором $\varepsilon_{\alpha\beta}$, имеет разл. вид в зависимости от типов волн.

В. в п. в отсутствие магнитного поля. В отсутствие внешних электрич. и магн. полей ($E_0=0$, $H_0=0$) в изотропной холодной плазме существуют две моды собств. колебаний: продольные и поперечные волны. (Диэлектрич. проницаемость плазмы ε в отсутствие внеш. полей является скаляром.) Причиной продольных колебаний ($\boldsymbol{E}\parallel\boldsymbol{k}$), наз. ленгмюровскими (плазменными колебаниями или волнами пространственного заряда), является электрич. поле, вызываемое разделением зарядов. Частота этих колебаний не зависит от длины волны, т. е. нет дисперсии этих волн, и равна ленгмюровской частоте электронов $\omega=\omega_{pe}=\sqrt{4\pi ne^2/m_e}$. Здесь n — плотность равновесной плазмы, e и m_e — заряд и масса электрона. Ленгмюровские колебания не распространяются в покоящейся холодной плазме, поскольку их групповая скорость $v_{\text{гр}}=d\omega/dk=0$. Приближение холодной плазмы (темп-ры ионов и электронов $T_i=T_e=0$) означает, что тепловые скорости электронов и ионов настолько малы, что частицы за период колебаний не успевают сместитьсн на расстоннии порядка длины волны. Если имеется распределение электронов по скоростям ($T_e\neq0$), появляется пространственнан дисперсия ленгмюровских колебаний: $\omega_{\text{л}}=\omega_{pe}\sqrt{1+3k^2r_D^2}$ ($r_D=\sqrt{T_e/4\pi ne^2}$ — *дебаевский радиус экранирования*) и они медленно ($kr_D\ll1$) распространяются ($d\omega/dk\neq0$) через плазму. Учёт теплового движения (газокинетич. давления) плазмы приводит также к появлению ещё одной моды продольных колебаний, низкочастотной, в к-рых уже участвуют ионы. Эти колебания наз. ионно-звуковыми и имеют след. закон дисперсии: $\omega_s=kv_s\left[3T_i/T_e+1/(1+k^2r_D^2)\right]^{1/2}$, где $v_s=(T_e/m_i)^{1/2}$ — т. н. скорость ионного звука. Значение этой скорости больше тепловой скорости ионов и меньше тепловой скорости электронов. В столкновит. плазме эти волны аналогичны звуковым волнам. В бесстолкновит. плазме, когда T_i и T_e могут значительно отличаться, ионно-звуковые волны могут существовать только при $T_e\gg T_i$ и наз. обычно неизотермич. звуком. При нарушении последнего неравенства (при $T_e\approx T_i$) ионно-звуковые волны быстро затухают за счёт *Ландау затухания.* Дисперс. ур-ние для поперечных ($\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{k}$) эл.-магн. колебаний в холодной плазме имеет вид $\omega_t=\sqrt{k^2c^2+\omega_p^2}$. В разреженной плазме ($kc\gg\omega_p$) закон дисперсии поперечных эл.-магн. колебаний такой же, как для световых волн в вакууме. Наличие теплового движения частиц в нерелятивистской плазме ($T_e\neq0$) даёт лишь незначит. поправки к частоте ω_t. Эл.-магн. В. в п. переносят энергию через холодную и покоящуюся плазму со скоростью $v_{\text{гр}}=\frac{d\omega}{dk}=\frac{kc^2}{\omega}=\frac{c}{\left(1+\omega_p^2/k^2c^2\right)^{1/2}}<c$. Фазовая скорость эл.-магн. В. в п. больше, чем в вакууме: $v_{\text{ф}}=\frac{\omega}{k}=c\left(1+\frac{\omega_p^2}{k^2c^2}\right)^{1/2}>c$. Как видно из дисперс. ур-ния, поперечные эл.-магн. В. в п. распространяются только при $\omega>\omega_p$. Это свойство позволяет использовать их для *диагностики плазмы.*

Т. о., в отсутствие внеш. магн. поля в плазме могут существовать три ветви колебаний (рис. 1): эл.-магн., ленгмюровские и ионно-звуковые.

В. в п. в магнитном поле. Магн. поле существенно меняет волновые свойства плазмы: увеличивается число мод собств. колебаний, меняется их поляризация, причём уже не всегда чётко можно разделить продольные и поперечные волны. В плазме с магн. полем существуют также волны, наз. модами Бернштейна, к-рые не имеют аналога в газодинамике. Диэлектрич. проницаемость плазмы в магн. поле становится тензором, и закон дисперсии в явном виде в магнитоактивной плазме удаётся получить лишь в нек-рых частных случаях.

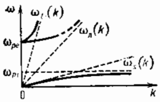


Рис. 1. Колебания в плазме в отсутствие магнитного поля.

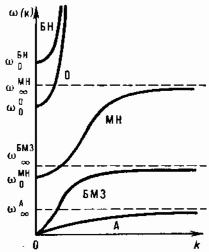


Рис. 2. Типы волн в холодной замагниченной плазме: А — альвеновская; БМЗ — быстрая магнитозвуковая; МН — медленная необыкновенная; БН — быстрая необыкновенная; О — обыкновенная.

В холодной ($T_e=0$) плазме в магн. поле ($\boldsymbol{E}_0=0$, $\boldsymbol{B}_0\neq0$) могут наблюдаться пять ветвей колебаний (рис. 2). В случае распространения волн вдоль магн. поля ($k\parallel H_0$) имеются одна мода продольных волн (ленгмюровские колебания) и четыре моды поперечных эл.-магн. колебаний, существующие в разных диапазонах частот (альвеновская, быстрая магнитозвуковая, обыкновенная и необыкновенная волны).

В области низких частот, меньших ионной циклотронной частоты $\omega\ll\omega_{Hi}=eH_0/m_ic$, закон дисперсии эл.-магн. волн описывает а л ь в е н о в с к у ю в о л н у $\omega=kv_{\text{A}}\sqrt{1-kv_{\text{A}}/\omega_{Hi}}$ ($v_{\text{A}}=H_0/\sqrt{4\pi nm_i}$ — альвеновская скорость; $v_{\text{A}}\ll c$) и б ы с т р у ю м а г н и т о з в у к о в у ю в о л н у $\omega=kv_{\text{A}}\sqrt{1+kv_{\text{A}}/\omega_{Hi}}$. Альвеновская волна обусловлена движением частиц поперёк силовых линий магн. поля, приводящим к искривлению последних. Сила со стороны H_0 действует как возвращающая сила (аналогично силе натяжения струны), а масса плазмы определяет силу инерции, к-рая конкурирует с возвращающей силой.

В быстрой магнитозвуковой волне, в отличие от альвеновской, отсутствуют возмущения компонент скорости и магн. поля, перпендикулярные H_0. Скорость этой моды колебаний равна альвеновской. С приближением частоты колебаний к ионно-циклотронной фазовая скорость альвеновской волны уменьшается до нуля. В этой области частот альвеновскую моду наз. ионно-циклотронной. При $\omega\to\omega_{Hi}$ последняя сильно затухает из-за циклотронного поглощения ионами. Фазовая скорость быстрой магнитозвуковой волны растёт при увеличении частоты. Поэтому вблизи ионно-циклотронной частоты в плазме должно наблюдаться «двойное лучепреломление». В области частот между ионной циклотронной и электронной циклотронной $\omega_{Hi}\ll\omega\ll\omega_{He}=eH_0/m_ec$ быструю магнитозвуковую волну наз. в и с т л е р о м или г е л и к о н о м, частота к-рого $\omega_h=\omega_{He}k^2c^2/\omega_{pe}^2$.

В диапазоне частот, бóльших ω_{He}, существуют о б ы к н о в е н н а я в о л н а с законом дисперсии $\omega_{\text{O}}^2=k^2c^2+\omega_{pe}^2\left(1-\frac{\omega_{He}}{\sqrt{\omega_{pe}^2+k^2c^2}}\right)$ и н е о б ы к н о в е н н а я в о л н а $\omega_{\text{H}}^2=k^2c^2+\omega_p^2\left(1+\frac{\omega_{He}}{\sqrt{\omega_{pe}^2+k^2c^2}}\right)$.

Необыкновенная волна имеет правую круговую поляризацию, совпадающую с направлением циклотронного вращения электронов; вектор электрич. поля в обыкновенной волне вращается в противоположном направлении. Т. о., при $\omega\to\omega_{He}$ необыкновенная волна испытывает сильное затухание из-за циклотронного поглощения электронами аналогично поглощению ионно-циклотроной моды. Это явление используется в т. н. циклотронном методе *нагрева плазмы.*

Т. к. при частотах $\omega>\omega_{\text{H}}$ вдоль магн. поля могут распространяться волны как с левой, так и с правой круговой поляризацией, то при равных амплитудах этих волн в результате суперпозиции возникает линейно поляризованная волна с определ. плоскостью поляризации. Скорости распространения волн с разными поляризациями различны, поэтому наблюдается фарадеевское *вращение плоскости поляризации*, к-рое также используется для диагностики плазмы.

В случае поперечного распространения ($\boldsymbol{k}\perp\boldsymbol{H}_0$) альвеновская волна исчезает и остаются 4 ветви колебаний. В области низких частот частота быстрой магнитозвуковой волны определяется соотношением $\omega=kv_{\text{A}}$, справедливым вплоть до $\omega\gtrsim\omega_{Hi}$. В области высоких частот имеются но-прежнему две линейно независимые волны — обыкновенная и необыкновенная — с ортогональными поляризациями, к-рые в данном случае линейны. В обыкновенной волне электрич. вектор параллелен H_0, а магн. вектор перпендикулярен внеш. магн. полю. Колебания заряж. частиц при этом происходят вдоль H_0, так что магн. поле не влияет на распространение обыкновенной волны и её частота совпадает с частотой эл.-магн. волн в изотропной плазме: $\omega=\sqrt{\omega_{pe}^2+k^2c^2}$. В необыкновенной волне вектор электрич. поля лежит в плоскости, ортогональной H_0, а магн. поле волны параллельно внешнему. При этом выделяют две моды необыкновенных волн: быструю, электрич. вектор к-рой перпендикулярен $\boldsymbol{k}$, а фазовая скорость больше скорости света, и медленную $\left(\frac{\omega}{k}<c\right)$, к-рая поляризована вдоль $\boldsymbol{k}$.

Если показатель преломления велик ($N=kc/\omega\to\infty$), В. в п. становятся почти эл.-статическими ($\boldsymbol{E}\parallel\boldsymbol{k}$). Частоты квазиэлектростатич. мод при распространении вдоль магн. поля [$\theta=\arccos(\boldsymbol{k}\boldsymbol{H}_0/kH_0)=0$] для медленной необыкновенной, быстрой магнитозвуковой и альвеновской волн равны соответственно: $\omega_\infty^{\text{МН}}=\max(\omega_{pe}\omega_{He})$, $\omega_\infty^{\text{БМЗ}}=\min(\omega_{pe}\omega_{He})$, $\omega_\infty^{\text{A}}=\omega_{Hi}$. В плотной плазме при $\omega_{pe}\gg\omega_{He}$ частоты $\omega_\infty^{\text{МН}}=\omega_{pe}+\omega_{He}^2\sin^2\theta/2\omega_{pe}$ и $\omega_\infty^{\text{БМЗ}}=\omega_{He}\cos\theta$. (В случае разреженной плазмы необходимо заменить $\omega_{He}\rightleftarrows\omega_{pe}$.) При распространении поперёк магн. поля ($\theta \longrightarrow \pi/2$) альвеновская волна исчезает ($\omega_{\infty}^{А} = \omega_{Hi} \longrightarrow 0$); частота медленной необыкновенной волны $\omega_{\infty}^{МН} \longrightarrow \omega_{UH} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2}$ наз. частотой верхнегибридного резонанса. При этом частота быстрой магнитозвуковой волны $\omega_{\infty}^{БМЗ} \longrightarrow \omega_{LH} = \sqrt{\omega_{He}\omega_{Hi}(1+\omega_{Hi}^2/\omega_{pi}^2)/(1+\omega_{He}^2/\omega_{pe}^2)}$, где ω_{LH} наз. частотой нижнегибридного резонанса.

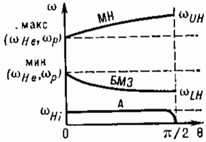


Рис. 3. Зависимость частоты электростатических колебаний от угла θ между магнитным полем и направлением распространения.

Зависимость частоты эл.-статич. колебаний от угла распространения θ изображена на рис. 3.

Резонансы играют существ. роль при распространении В. в п. Вблизи них резко возрастают затухание волн и уровень тепловых шумов. Показатель преломления эл.-магн. волн вблизи этих резонансов велик ($N \gg 1$), а фазовая скорость значительно меньше скорости света, так что *взаимодействие частиц с волнами* происходит наиб. эффективно именно вблизи резонансов. Нагрев плазмы волнами в области нижнегибридного резонанса широко используется в термоядерных установках типа «Токамак».

В случае $N \longrightarrow 0$ ($k \longrightarrow 0$) частоты эл.-магн. волн приближаются к т. н. частотам о т с е ч к и, ниже к-рых вплоть до соответствующих резонансных частот находятся области непрозрачности для волн. Эти частоты, имеющие смысл пороговых, выше к-рых распространение В. в н. возможно, для быстрой необыкновенной, медленной необыкновенной и обыкновенной волн (рис. 2) равны соответственно: $\omega_0^{БН} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \frac{\omega_{He}^2}{4}} + \frac{\omega_{He}}{2}$; $\omega_0^{О} = \sqrt{\omega_p^2 + \frac{\omega_{He}^2}{4}} - \frac{\omega_{He}}{2}$ и $\omega_0^{МН} = \omega_{pe}$.

При учёте теплового движения частиц число ветвей колебаний в плазме увеличивается. Во-первых, в области низких частот, наряду с альвеновской и быстрой магнитозвуковой волнами, появляется мода, наз. м е д л е н н о й м а г н и т о з в у к о в о й, к-рая аналогична ионному звуку: $\omega = kv_s \cos\theta$ (при $v_A \gg v_s$). Др. эффект, обусловленный конечностью ларморовского радиуса $\rho_j = v_{Tj}/\omega_{Hj}$ (где v_{Tj} — тепловая скорость ионов или электронов; $j = i, e$),— появление при квазипоперечном распространении $\left(\theta \approx \frac{\pi}{2}\right)$ ветви потенц. колебаний, частоты к-рых при $k \longrightarrow 0$ и $k \longrightarrow \infty$ стремятся к $m\omega_{Hj}$ ($m = 1, 2, \ldots$). Эти колебания, обусловленные чисто кинетич. эффектами, наз. м о д а м и Б е р н ш т е й н а. Их закон дисперсии можно представить в виде $\omega_m^{(j)} = m\omega_{Hj}\left[1 + \Delta_m^{(j)}(k)\right]$. В частности, для ионных гармоник при $\omega_p \gg \omega_H$ имеем $\Delta_m^{(i)} \simeq \frac{T_e}{T_e + T_i} \times I_m(\mu_i)\, e^{-\mu_i}$, где $\mu_i = k^2\rho_i^2$ и I_m — модифицир. ф-ции Бесселя.

В неоднородной замагниченной плазме появляются новые моды НЧ-колебаний, наз. д р е й ф о в ы м и, поперечная скорость к-рых ($\perp H_0$) определяется скоростью дрейфа частиц в неоднородном магн. поле (см. *Дрейф заряженных частиц*): $\omega/k_{\perp} = v_D$, причём $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$. Среди потенциальных (параллельных H_0) дрейфовых колебаний достаточно разреженной плазмы [$\beta = 8\pi n\,(T_e + T_i)/H_0^2 \ll 1$] различают электронные и ионные, частоты к-рых соответственно равны $\omega_e = k_y\,(cT_e/eH_0)\,(d \ln n/dx)$ и $\omega_i = -\,\omega_e T_i/T_e$, где ось OZ выбрана вдоль H_0 и ось OX — вдоль Δn. С возрастанием β колебания становятся непотенциальными. При этом частота медленных дрейфовых волн, скорость к-рых меньше альвеновской, совпадает с ω_i.

В общем случае частоты собств. колебаний $\omega_0(k)$ — комплексные величины, мнимая часть к-рых связана с антиэрмитовой частью $\varepsilon_{\alpha\beta}$, обусловленной поглощением эл.-магн. поля в термодинамически равновесной плазме (см. *Диэлектрическая проницаемость*). В бесстолкновит. плазме затухание эл.-магн. волн происходит благодаря наличию группы частиц, находящихся в резонансе с волной. В изотропной плазме число резонансных частиц невелико (затухание мало), если фазовая скорость колебаний много больше тепловой скорости частиц. В случае ленгмюровских колебаний это условие выполняется для колебаний с достаточно большой длиной волны $kr_D \ll 1$. При этом затухание экспоненциально мало, т. к. в резонансе находятся частицы на «хвосте» ф-ции распределения. Если же в плазме наряду с тепловыми частицами присутствует электронный пучок, скорость к-рого равна фазовой скорости ленгмюровской волны, то можно подобрать такую плотность пучка, что решение дисперс. ур-ния будет описывать незатухающую волну. Такие плазменные волны наз. в о л н а м и в а н К а м п е н а. Они представляют собой модулир. пучки частиц, согласованные в своём движении с движением волны.

Плотность энергии В. в н. W_k, состоящая из эл.-магн. энергии и энергии возмущённого движения нерезонансных частиц, определяется выражением

$$W_k = \left[\frac{1}{\omega}\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\omega^2 q_\alpha \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega,\ k)\, q_\beta^*\right)\frac{|E_k|^2}{8\pi}\right]_{\omega=\omega_0(k)}, \quad *$$

где $q(k,\ \omega)$ — вектор поляризации волны (подразумевается, что $\operatorname{Im}\omega \ll \operatorname{Re}\omega$). Отсюда видно, что энергия волн может быть как положительной, так и отрицательной. В последнем случае они наз. волнами с отрицат. энергией. Отрицательность энергии означает, что возбуждение волны сопровождается не уменьшением, а увеличением энергии волновой среды. Простейшим примером, когда колебания могут обладать отрицат. энергией, является движущаяся со скоростью v холодная изотропная плазма, для к-рой

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \left[1 - \omega_p^2/(\omega - kv)^2\right]\delta_{\alpha\beta} \text{ и } \omega(k) = kv \pm \omega_p.$$

При этом, как следует из ф-лы (*), для достаточно коротковолновых $kv > \omega_p$ колебаний $W_k < 0$. Взаимодействие волн с отрицат. энергией с волнами положит. энергии приводит к развитию нелинейной неустойчивости (см. *Взаимодействие волн в плазме*).

Лит.: Ш а ф р а н о в В. Д., Электромагнитные волны в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 3, М., 1963; С т и к с Т., Теория плазменных волн, пер. с англ., М., 1965; Г и н з б у р г В. Л., Р у х а д з е А. А., Волны в магнитоактивной плазме, 2 изд., М., 1975; Электродинамика плазмы, М., 1974.

Е. В. Мишин, В. Н. Ораевский.

ВОЛНЫ ДЕ БРОЙЛЯ — волны, связанные с любой движущейся микрочастицей, отражающие квантовую природу микрочастиц.

Впервые квантовые свойства были открыты у эл.-магн. поля. После исследования М. Планком (M. Planck) законов теплового излучения тел (1900) в науку вошло представление о «световых порциях» — квантах эл.-магн. поля. Эти кванты — фотоны — во многом похожи на частицы (корпускулы): они обладают определёнными энергией и импульсом, взаимодействуют с веществом как целое. В то же время давно известны волновые свойства эл.-магн. излучения, к-рые проявляются, напр., в явлениях дифракции и интерференции света. Т. о., можно говорить о двойственной природе, или о корпускулярно-волновом дуализме, фотона.

В 1924 Л. де Бройль (L. de Broglie) высказал гипотезу о том, что корпускулярно-волновой дуализм присущ всем без исключения видам материи — электронам, протонам, атомам и т. д., причём количественные соотношения между волновыми и корпускулярными свойствами частиц те же, что и установленные ранее для фотонов. А именно, если частица имеет энергию $\mathcal{E}$ и импульс, абс. значение к-рого равно p, то с ней связана волна частоты $\nu=\mathcal{E}/h$ и длины $\lambda=h/p$, где $h\approx\approx6\cdot10^{-27}$ эрг·с — постоянная Планка. Эти волны и получили назв. В. де Б.

Для частиц не очень высокой энергии ($v\ll c$) $\lambda=h/mv$, где m и v — масса и скорость частицы. Следовательно, длина В. де Б. тем меньше, чем больше масса частицы и её скорость. Напр., частице с массой в 1 г, движущейся со скоростью 1 м/с, соответствует В. де Б. с $\lambda\approx\approx10^{-18}$ Å, что лежит за пределами доступной наблюдению области. Поэтому волновые свойства несущественны в механике макроскопич. тел. Для электронов с энергиями от 1 эВ до 10 000 эВ длины В. де Б. лежат в пределах от 10 Å до 0,1 Å, т. е. в интервале длин волн рентг. излучения. Поэтому волновые свойства электронов должны проявиться, напр., при их рассеянии на тех же кристаллах, на к-рых наблюдается *дифракция рентгеновских лучей.*

Первое эксперим. подтверждение гипотезы де Бройля получено в 1927 в опытах К. Дэвиссона (C. Davisson) и Л. Джермера (L. Germer). Пучок электронов ускорялся в электрич. поле с разностью потенциалов 100—150 В (энергия таких электронов 100—150 эВ, что соответствует $\lambda\approx1$ Å) и падал на кристалл никеля, играющий роль пространственной дифракц. решётки. Было установлено, что электроны дифрагируют на кристалле, причём именно так, как должно быть для волн, длина к-рых определяется соотношением де Бройля. Волновые свойства электронов, нейтронов и др. частиц, а также атомов и молекул не только надёжно доказаны прямыми опытами, но и широко используются в установках с высокой разрешающей способностью, так что можно говорить об инженерном использовании В. де Б. (см. *Дифракция частиц*).

Подтверждённая на опыте идея де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме микрочастиц принципиально изменила представления об облике микромира. Поскольку всем микрообъектам (но традиции за ними сохраняется термин «частицы») присущи и корпускулярные и волновые свойства, то, очевидно, любую из этих «частиц» нельзя считать ни частицей, ни волной в классич. понимании этих слов. Возникла потребность в такой теории, в к-рой волновые и корпускулярные свойства материи выступали бы не как исключающие, а как взаимно дополняющие друг друга. В основу такой теории — волновой, или квантовой, механики — и легла концепция де Бройля, уточнение к-рой привело к вероятностной интерпретации В. де Б. В 1926 М. Борн (M. Born) высказал идею о том, что волновым законам подчиняется величина, описывающая состояние частицы. Она была названа *волновой функцией* (ψ). Квадрат модуля ψ определяет вероятность нахождения частицы в разл. точках пространства в разные моменты времени. Волновая ф-ция свободно движущейся частицы с точно заданным импульсом и является В. де Б.; в частном случае движения вдоль оси x она имеет вид плоской волны:

$$\psi(x,\ t)\sim\exp\left[\frac{i}{\hbar}(px-\mathcal{E}t)\right]$$

(где t — время, $\hbar=h/2\pi$). В этом случае $|\psi|^2=\text{const}$, т. е. вероятность обнаружить частицу во всех точках одинакова.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика.* *В. И. Григорьев.*

ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ в м е т а л л а х — периодич. перераспределение в пространстве электронного, ионного и суммарного зарядов, обусловленное малыми периодич. смещениями ионов около их положений равновесия в кристаллич. решётке [1]. Состояние с В.з.п. обнаруживается по рассеянию рентг. лучей, быстрых электронов и нейтронов; для него характерно присутствие дифракц. пиков исходной решётки и более слабых пиков «сателлитов» около этих осн. дифракц. пиков [1] (см. *Рентгеновский структурный анализ, Электронография*). Состояние с В.з.п. возникает при охлаждении металла ниже нек-рой критич. темп-ры. Фазовый переход в состояние с В.з.п. проявляется в изменении температурной зависимости сопротивления, постоянной Холла, магн. восприимчивости и в модификации электронного спектра металлов.

Период В. з. п. может быть соизмеримым с периодом исходной решётки, и тогда говорят о соизмеримых В. з. п., в отличие от несоизмеримых В. з. п. Как правило, при несоизмеримости период решётки зависит от темп-ры и возможны структурные переходы к соизмеримым В. з. п.

Переходы в состояние с В. з. п. обнаружены в металлах с сильной анизотропией электронного спектра. Эта анизотропия может иметь двумерный характер, когда электроны двигаются свободно вдоль плоскости (их волновые *функции Ванье* на разных узлах перекрываются), но между плоскостями их движение затруднено (слабое перекрытие электронных волновых ф-ций Ванье). К таким соединениям относятся, напр., слоистые соединения дихалькогенидов переходных металлов типа TaS_2, $NbSe_2$ [1] (см. *Квазидвумерные соединения*). Анизотропия одномерного типа реализуется в соединениях со структурой цепочек [2], напр. в *органических проводниках* [3] (см. *Квазиодномерные соединения*).

Предполагается, что происхождение переходов в состояние с В.з.п. во всех этих системах связано с особенностями геометрии *ферми-поверхности* электронов. Теория показывает, что если достаточно большие участки поверхности Ферми совмещаются при параллельном переносе на вектор $\boldsymbol{Q}$, то поляризуемость системы электронов в периодич. электрич. поле решётки $E=\text{re}\,(E_0e^{i\boldsymbol{Qr}})$ с волновым вектором $\boldsymbol{Q}$ ($\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор узла решётки) велика и решётка становится неустойчивой относительно появления периодич. искажений с волновым вектором $\boldsymbol{Q}$. Эти искажения формируются ниже критич. темп-ры и приводят к появлению энергетич. щели в электронном спектре на совмещающихся участках поверхности Ферми, т. е. к полной или частичной потере металлич. свойств. Степень совмещаемости, как и степень потери металлич. свойств (диэлектризации), увеличивается по мере увеличения анизотропии электронного спектра. В квазидвумерных соединениях (слоистых) появление энергетич. щели на всей поверхности Ферми невозможно, и они сохраняют при переходе в состояние с В. з. п. металлич. свойства или в случае больших смещений атомов становятся *полуметаллами*. В квазиодномерных соединениях площадь совмещающихся отд. участков поверхности Ферми больше и энергетич. щель может появиться на всей поверхности Ферми. При этом в состоянии с В. з. п. квазиодномерные соединения становятся диэлектриками (*Пайерлса переход*, [4, 5]).

Образующееся диэлектрич. состояние является необычным: эл.-магн. поле может возбуждать низкочастотные фононы, для к-рых характер движения частиц, составляющих решётку, иной, чем в акустич. ветви *колебаний кристаллической решётки*. Эти колебания наз. ф р е л и х о в с к о й к о л л е к т и в н о й м о д о й. В состоянии с несоизмеримыми В. з. п. в идеальном кристалле спектр этой моды начинается с 0 (осн. состояние вырождено по фазе В. з. п.). Фрелиховская мода соответствует периодич. колебаниям фазы В. з. п. с малой амплитудой; в этих движениях участвуют как электроны, так и ионы решётки, причём электроны обеспечивают оптич. активность моды, а ионы — низкую частоту [6]. Примеси фиксируют фазу В. з. п., приводя к конечной, но большой поляризуемости электронной системы. Аналогично действуют эффекты соизмеримости, при этом спектр фрелиховской моды начинается с конечной частоты. Кроме фрелиховской моды, для состояния с В. з. п. характерны солитонные возбуждения, к-рые представляют собой резкие изменения фазы

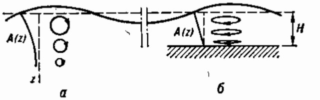
В. з. п. (см. *Солитон*). Солитонные возбуждения способны переносить заряд или спин электронов (*спиновой плотности волны*) и представляют новый тип квазичастиц. Наиб. полно изучены солитоны в квазиодномерной системе с удвоением периода [7, 8].

Лит.: 1) Wilson J. A., Yoffe A. D., The transition metal dichal cogenides, «Adv. Phys.», 1969, v. 18, p. 193; 2) Shchegolev I. F., Electric and magnetic properties of linear conducting chains, «Phys. status solidi(a)», 1972, v. 12, p. 9; 3) Friedel J., Jerome D., Organic superconductors, «Contemp. Phys.», 1982, v. 23, p. 583; 4) Булаевский Л. Н., Структурный (пайерлсовский) переход в квазиодномерных кристаллах, «УФН», 1975, т. 115, с. 263; 5) Булаевский Л. Н., Структурные переходы с образованием волны зарядовой плотности в слоистых соединениях, «УФН», 1976, т. 120, с. 259; 6) Lee P. A., Rice T. M., Anderson P. W., Conductivity from charge or spin density waves, «Solid State Communs», 1974, v. 14, p. 703; 7) Su W. P., Schrieffer J. R., Heeger A. J., Solition exicitations in polyacetylene, «Phys. Rev.», 1980, v. B 22, p. 2099; 8) Бразовский С. А., Автолокализованные возбуждения в состоянии Пайерлса—Фрелиха, «ЖЭТФ», 1980, т. 78, с. 677.

Л. Н. Булаевский.

ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ — см. *Ионизационные волны.*

ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ — волновые движения жидкости, существование к-рых связано с изменением формы её границы. Наиб. важный пример — волны на свободной поверхности водоёма (океана, моря, озера и др.), формирующиеся благодаря действию сил тяжести и поверхностного натяжения. Если к.-л. внеш. воздействие (брошенный камень, движение судна, порыв ветра и т. п.) нарушает равновесие жидкости, то указанные силы, стремясь восстановить равновесие, создают движения, передаваемые от одних частиц жидкости к другим, порождая волны. При этом волновые движения охватывают, строго говоря, всю толщу воды, но если глубина водоёма велика по сравнению с длиной волны, то эти движения сосредоточены гл. обр. в приповерхностном слое, практически не достигая дна (короткие волны, или волны на глубокой воде). Простейший вид таких волн — плоская синусоидальная волна, в к-рой поверхность жидкости синусоидально «гофрирована» в одном направлении, а все возмущения физ. величин, напр. вертик. смещения частиц $\xi(z, x, t)$, имеют вид $\xi = A(z)\cos(\omega t - kx)$, где x — горизонтальная, z — вертикальная координаты, ω — угл. частота, k — волновое число, A — амплитуда колебаний частиц, зависящая от глубины z. Решение ур-ний гидродинамики несжимаемой жидкости вместе с граничными условиями (пост. давление на поверхности и



Траектории движения частиц воды в синусоидальной волне: *а* — на глубокой, *б* — на мелкой воде.

отсутствие возмущений на большой глубине) показывает, что $A(z) = A_0 e^{-kz}$, где A_0 — амплитуда смещения поверхности. При этом каждая частица жидкости движется по окружности, радиус к-рой равен $A(z)$ (рис., *а*). Т.о., колебания затухают в глубь жидкости по экспоненте, и тем быстрее, чем короче волна (больше k). Величины ω и k связаны *дисперсионным уравнением*

$$\omega = \sqrt{gk + \frac{\sigma k^3}{\rho}}\,, \qquad (1)$$

где ρ — плотность жидкости, g — ускорение свободного падения, σ — коэф. поверхностного натяжения. Из этой ф-лы определяются фазовая скорость $v_ф = \omega/k$, с к-рой движется точка с фиксир. фазой (напр., вершина волны), и групповая скорость $v_{гр} = d\omega/dk$ — скорость движения энергии. Обе эти скорости в зависимости от k (или длины волны $\lambda = 2\pi/k$) имеют минимум; так, мин. значение фазовой скорости волн на чистой (лишённой загрязняющих плёнок, влияющих на поверхностное натяжение) воде достигается при $\lambda \approx 1{,}7$ см и равно 23 см/с. Волны гораздо меньшей длины наз. капиллярными, а более длинные — гравитационными, т. к. на их распространение преимуществ. влияние оказывают соответственно силы поверхностного натяжения и тяжести. Для чисто гравитац. волн $v_ф = 2v_{гр} = g/\omega$. В смешанном случае говорят о гравитац.-капиллярных волнах.

В общем случае на характеристики волн влияет полная глубина жидкости H. Если вертик. смещения жидкости у дна равны нулю (жёсткое дно), то в плоской синусоидальной волне амплитуда колебаний меняется по закону: $A_0 \operatorname{sh} k(H-z)/\operatorname{sh} kH$, а дисперс. ур-ние волн в водоёме конечной глубины (без учёта вращения Земли) имеет вид

$$\omega = \sqrt{\left(gk + \frac{\sigma k^2}{\rho}\right) \operatorname{th} kH}\,. \qquad (2)$$

Для коротких волн ($kH \gg 1$) это ур-ние совпадает с (1). Для длинных волн, или волн на мелкой воде ($kH \ll 1$), если можно пренебречь эффектами капиллярности (для длинных волн они обычно существенны только в случае тонких плёнок жидкости), оно приобретает вид $\omega = k\sqrt{gH}$. В такой волне фазовая и групповая скорости равны одной и той же величине $v = \sqrt{gH}$, не зависящей от частоты. Это значение скорости наибольшее для гравитац. волн в данном водоёме; в самом глубоком месте океана ($H = 11$ км) оно ≈ 330 м/с. Движение частиц в длинной волне происходит по эллипсам, сильно вытянутым в горизонтальном направлении, причём амплитуда горизонтальных движений частиц почти одинакова по всей глубине (рис., *б*).

Перечисленными свойствами обладают только волны достаточно малой амплитуды (много меньшей как длины волны, так и глубины водоёма). Интенсивные нелинейные волны имеют существенно несинусоидальную форму, зависящую от амплитуды. Характер нелинейного процесса зависит от соотношения между длиной волны и глубиной водоёма. Короткие гравитац. волны на глубокой воде приобретают заострённые вершины, к-рые при определ. критич. значении их высоты обрушиваются с образованием капиллярной «ряби» или пенных «барашков». Волны умеренной амплитуды могут иметь стационарную форму, не изменяющуюся при распространении. Согласно теории Герстнера, в нелинейной стационарной волне частицы по-прежнему движутся по окружности, поверхность же имеет форму трохоиды, к-рая при малой амплитуде совпадает с синусоидой, а при нек-рой макс. критич. амплитуде, равной $\lambda/2\pi$, превращается в циклоиду, имеющую на вершинах «острия». Более близкие к данным наблюдений результаты даёт теория Стокса, согласно к-рой частицы в стационарной нелинейной волне движутся по незамкнутым траекториям, т. е. «дрейфуют» в направлении распространения волны, причём при критич. значении амплитуды (несколько меньшем $\lambda/2\pi$) на вершине волны появляется не «остриё», а «излом» с углом 120°.

У длинных нелинейных волн на мелкой воде скорость движения любой точки профиля растёт с высотой, поэтому вершина волны догоняет её подножие; в результате крутизна переднего склона волны непрерывно увеличивается. Для относительно невысоких волн этот рост крутизны останавливает дисперсия, связанная с конечностью глубины водоёма; такие волны описываются *Кортевега—де Фриса уравнением.* Стационарные волны на мелководье могут быть периодическими или уединёнными (см. *Солитон*); для них также существует критич. высота, при к-рой они обрушиваются. На распространение длинных волн существ. влияние оказывает рельеф дна. Так, подходя к пологому берегу, волны резко тормозятся и обрушиваются (прибой); при входе волны из моря в русло реки возможно образование крутого пенящегося фронта — бора, продвигающегося вверх по реке в виде отвесной стены. Волны цунами в районе очага землетрясения, их возбуждающего, почти незаметны, однако выходя на сравнительно мелководную прибрежную область — шельф, они иногда достигают большой высоты, представляя грозную опасность для береговых поселений.

В реальных условиях В. на п. ж. не являются плоскими, а имеют более сложную пространственную структуру, зависящую от характеристик их источника. Напр., упавший в воду камень порождает круговые волны (см. *Цилиндрическая волна*). Движение судна возбуждает корабельные волны; одна система таких волн расходится от носа судна в виде «усов» (на глубокой воде угол между «усами» не зависит от скорости движения источника и близок к 39°), другая — движется за его кормой в направлении движения судна. Источники длинных волн в океане — силы притяжения Луны и Солнца, порождающие приливы, а также подводные землетрясения и извержения вулканов — источники волн цунами.

Сложную структуру имеют ветровые волны, характеристики к-рых определяются скоростью ветра и временем его воздействия на волну. Механизм передачи энергии от ветра к волне связан с тем, что пульсации давления в потоке воздуха деформируют поверхность. В свою очередь эти деформации влияют на распределение давления воздуха вблизи водной поверхности, причём эти два эффекта могут усиливать друг друга, и в результате амплитуда возмущений поверхности нарастает (см. *Автоколебания*). При этом фазовая скорость возбуждаемой волны близка к скорости ветра; благодаря такому синхронизму пульсации воздуха действуют «в такт» с чередованием возвышений и впадин (резонанс во времени и пространстве). Это условие может выполняться для волн разных частот, бегущих в разл. направлениях по отношению к ветру; получаемая ими энергия затем частично переходит и к другим волнам за счёт нелинейных взаимодействий (см. *Волны*). В результате развитое волнение представляет собой случайный процесс, характеризуемый непрерывным распределением энергии по частотам и направлениям (пространственно-временным спектром). Волны, уходящие из области действия ветра (зыбь), приобретают более регулярную форму.

Волны, аналогичные В. на п. ж., существуют и на границе раздела двух несмешивающихся жидкостей (см. *Внутренние волны*).

В океане волны изучаются разл. методами с помощью волнографов, следящих за колебаниями поверхности воды, а также дистанц. методами (фотографирование поверхности моря, использование радио- и гидролокаторов) — с судов, самолётов и ИСЗ.

Лит.: Баском В., Волны и пляжи, [пер. с англ.], Л., 1966; Триккер Р., Бор, прибой, волнение и корабельные волны, [пер. с англ.], Л., 1969; Уизем Д ж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Физика океана, т. 2 — Гидродинамика океана, М., 1978; Кадомцев Б. Б., Рыдник В. И., Волны вокруг нас, М., 1981; Лайтхилл Д ж., Волны в жидкостях, пер. с англ., М., 1981; Ле Блон П., Майсек Л., Волны в океане, пер. с англ., [ч.] 1—2, М., 1981.

Л. А. Островский.

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА — раздел оптики, в к-ром изучаются распространение оптич. излучения по волоконным световодам (ВС) и возникающие при этом явления.

В. о. возникла в 50-х гг. 20 в. В первые 20 лет развития в качестве элементов В. о. использовались гл. обр. жгуты световодов (с регулярной и нерегулярной укладкой) длиной порядка неск. м. Материалом для изготовления таких ВС являлись многокомпонентные оптич. стёкла; пропускание световодов в видимой области спектра составляло 30—70% на длине в 1 м. Низкий коэф. пропускания обусловлен затуханием света в стекле из-за большой концентрации примесей. Числовая апертура световодов составляет величину 0,5—1. Наиб. широкое применение для освещения труднодоступных объектов и для передачи изображений жгуты световодов нашли в приборостроении, в частности для техн. и медицинской эндоскопии. В 70-х гг. 20 в. произошло второе рождение В. о., когда были разработаны ВС на основе кварцевого стекла с оптич. потерями ~1 дБ/км в ближней ИК-области спектра. (Пропускание таких световодов составляет ~50% при длине световода в неск. км.) Эти световоды используются в системах дальней *оптической связи*, в бортовых системах связи, системах передачи телеметрич. информации, в датчиках разл. физ. полей (магн. поля, темп-ры, вращения, акустич. волн) и др.

Волоконный световод в простейшем варианте представляет собой длинную гибкую нить, сердцевина к-рой из высокопрозрачного диэлектрика с показателем преломления n_1 окружена оболочкой с показателем преломления $n_2<n_1$.

Характер распространения оптич. излучения по ВС зависит от его поперечных размеров и профиля показателя преломления по сечению. Так, напр., число типов колебаний (мод), к-рые могут распространяться по ВС для заданной длины волны излучения, пропорционально квадрату диаметра сердцевины $2a$ и разности показателей преломления сердцевины и оболочки $\Delta n=n_1-n_2$. Уменьшая произведение этих величин, можно добиться распространения по световоду лишь

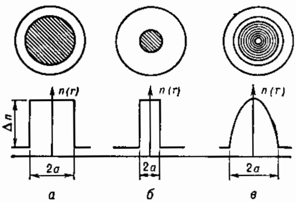


Рис. 1. Поперечное сечение и профиль показателя преломления по сечению для световодов: *а* — многомодовых ступенчатых; *б* — одномодовых; *в* — многомодовых градиентных.

одной моды. В этом случае ВС наз. одномодовым. Имеется много типов структур ВС, однако к 80-м гг. 20 в. наиб. распространение получили три типа ВС (рис. 1): многомодовые со ступенчатым профилем показателя преломления, многомодовые с градиентным профилем показателя преломления и одномодовые. В одномодовых ВС обычно $2a\simeq5-10$ мкм (для ближнего ИК-диапазона), в многомодовых — от неск. десятков до неск. сотен мкм. Разность Δn для многомодовых световодов составляет ~1—2%, для одномодовых — неск. десятых долей процента. Полный диаметр световодов составляет $\sim10^2-10^3$ мкм.

Распространение света по ВС обусловлено полным внутр. отражением света на границе сердцевина—оболочка. Лучи, падающие на границу сердцевина—оболочка под углом $\theta\leqslant\theta_{кр}$, где $\sin\theta_{кр}=\frac{1}{n_1}\sqrt{n_1^2-n_2^2}$, испытывают полное внутр. отражение, приводя к зигзагообразному распространению света вдоль световода

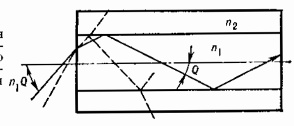


Рис. 2. Траектория лучей в многомодовом световоде со ступенчатым профилем показателя преломления.

(рис. 2). При этом угол падения луча на торец световода составляет $n_1\theta$.

Меридиональные лучи, падающие на границу сердцевина—оболочка под углом $>\theta_{кр}$ (прерывистая линия на рис. 2), частично отражаясь на границе раздела, преломляются в оболочку и поглощаются внеш. поглощающим покрытием. Следовательно, угол $n_1\theta_{кр}=\sqrt{n_1^2-n_2^2}$ является мерой способности ВС захватывать свет, и синус этого угла наз. **числовой апертурой** ВС.

Лучевой подход правильно отражает осн. особенности распространения света в многомодовых ВС, для к-рых $2a \gg \lambda$ (длина волны света). Однако полную картину распространения света по ВС даёт волновая теория, допускающая распространение по нему лишь дискретного набора мод.

При анализе распространения света по ВС, для к-рых $n_1 \approx n_2$, широко применяется приближение слабо направляемых мод. В этом приближении поля направляемых мод являются практически линейно поляризованными и все компоненты поля могут быть получены как производные одной преобладающей поперечной компоненты вектора электрич. поля, к-рая выражается след. образом:

$$E_x = \begin{cases} AJ_\nu(\varkappa r)\begin{pmatrix}\cos\nu\varphi\\ \sin\nu\varphi\end{pmatrix} e^{-i\beta z}, & r \leqslant a \\ A\dfrac{J_\nu(\varkappa a)}{K_\nu(\zeta a)} K_\nu(\zeta r)\begin{pmatrix}\cos\nu\varphi\\ \sin\nu\varphi\end{pmatrix} e^{-i\beta z}, & r \leqslant a. \end{cases}$$

Здесь A — константа; временная зависимость $e^{i\omega t}$ опущена; J_ν, K_ν — ф-ции Бесселя и ф-ции Макдональда порядка ν; β — постоянная распространения направляемых мод, определяемая из решения граничной задачи (β может принимать лишь дискретные значения в интервале $kn_2 < \beta < kn_1$); z — направление распространения, совпадающее с осью ВС; $\varkappa = (n_1^2k^2 - \beta^2)^{1/2}$ — поперечное волновое число в сердцевине ВС; $\zeta = (\beta^2 - n_2^2k^2)^{1/2}$ — поперечное волновое число в оболочке ВС; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число в свободном пространстве.

Величина $V = (\varkappa^2 + \zeta^2)^{1/2}a = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}ka$ наз. характеристическим параметром световода и определяет число мод N, к-рые могут распространяться по ВС. Для ВС со ступенчатым профилем показателя преломления $N \simeq V^2/2$.

Распространение света по ВС сопровождается такими оптич. явлениями, как затухание оптич. сигнала, уширение коротких импульсов света, разл. нелинейные процессы.

Потери в волоконном световоде. Затухание оптич. сигнала в стеклянном ВС в видимом и ближнем ИК-диапазонах длин волн, т. е. в областях спектра, где кварцевые стёкла имеют макс. прозрачность, определяется как фундам. механизмами поглощения и рассеяния света в стёклах, так и рассеянием и поглощением примесями и дефектами структуры.

К фундам. механизмам оптич. потерь в кварцевых стёклах относятся: поглощение, обусловленное электронными переходами (на $\lambda = 0{,}8$ мкм не превышает 1 дБ/км); ИК-поглощение, обусловленное колебаниями решётки, к-рое начинает играть существ. роль (поглощение более неск. дБ/км) лишь на $\lambda > 1{,}8$ мкм; рэлеевское рассеяние света на неоднородностях состава и плотности стекла, меньших λ (на $\lambda = 0{,}8$ мкм не превышает неск. дБ/км). Т.о., наиб. прозрачностью ВС на основе кварцевых стёкол обладают в области $0{,}8 \div 1{,}8$ мкм. На рис. 3 приведены спектральные зависимости оптических потерь α, обусловленных фундаментальными механизмами, для кварцевого стекла, легированного Ge.

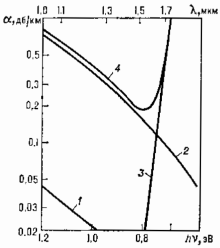


Рис. 3. Спектральные зависимости оптических потерь в кварцевом стекле, легированном германием: 1 — поглощение, обусловленное электронными переходами; 2 — рэлеевское рассеяние; 3 — поглощение, обусловленное колебаниями решётки; 4 — суммарные потери.

Примесное поглощение в указанном спектральном диапазоне определяется гл. обр. поглощением ионами переходных металлов (Fe, Cu, Cr, Ni, V и др.) и гидроксильными группами. Чтобы поглощение света не превышало неск. дБ/км, содержание переходных металлов и гидроксильных групп в стекле не должно превышать неск. частей на 1 миллиард (10^{-9}) и 1 миллион (10^{-6}) соответственно. Вклад указанных примесей в полные потери совр. ВС пренебрежимо мал. Полные потери ВС на основе кварцевых стёкол близки к предельно низким (рис. 4).

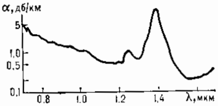


Рис. 4. Спектр оптических потерь одномодового волоконного световода.

Уширение оптич. импульсов при распространении по ВС приводит к их взаимному перекрытию, что ограничивает информац. полосу пропускания ВС. За уширение импульсов в ВС ответственны три механизма: межмодовая дисперсия, материальная дисперсия и волноводная дисперсия. Наиб. вклад в уширение импульса в многомодовых ВС вносит межмодовая дисперсия — разл. групповая скорость распространения разл. мод. При типичных параметрах многомодовых ВС межмодовая дисперсия ограничивает полосу пропускания световода до неск. десятков Мгц·км. Различие групповых скоростей мод можно значительно снизить, обеспечив плавное изменение показателя преломления по закону, близкому к параболическому, с максимумом на оси световода. В результате полоса пропускания ВС увеличивается до 600—800 Мгц·км и более.

Материальная дисперсия ВС обусловлена зависимостью показателя преломления материала, из к-рого изготовлен световод, от λ. В этом случае групповая скорость моды зависит от частоты света, а поскольку оптич. импульс всегда имеет конечную спектральную ширину $\delta\lambda$, происходит уширение импульса при его распространении по световоду. Уширение импульса τ вследствие материальной дисперсии при распространении по световоду длины L равно

$$\tau = \frac{L}{c}\lambda\delta\lambda\frac{d^2n}{d\lambda^2}.$$

При распространении по ВС с сердцевиной из плавленого кварца уширение импульса от светодиода на основе GaAlAs, работающего на волне $\lambda = 0{,}8$ мкм и имеющего относит. спектральную ширину $\delta\lambda/\lambda = 0{,}04$, составляет $\tau = 4$ нс/км. Уширение импульса вследствие материальной дисперсии резко уменьшается, если λ несущего излучения выбрана в спектральной области вблизи 1,3 мкм, т. к. в этой области для кварцевых стёкол величина $\frac{d^2n}{d\lambda^2} \to 0$.

Волноводная дисперсия связана с зависимостью групповой скорости данной моды от λ. Волноводная дисперсия обычно пренебрежимо мала по сравнению с величиной материальной дисперсии.

В ВС из легированного кварцевого стекла существуют области, где материальная дисперсия равна по величине волноводной дисперсии и отличается от неё знаком. В этих областях, лежащих в диапазоне $1{,}2 < \lambda < 1{,}7$ мкм, можно выбором легирования и подбором диаметра сердцевины ВС добиться взаимной компенсации и обеспечить наим. уширение импульса (наиб. полосу пропускания) в одномодовых ВС.

Нелинейные процессы в волоконных световодах. Вследствие изотропии материала сердцевины стеклянных световодов младший нелинейный член в разложении поляризации по полю — кубический, т. е. *нелинейная поляризация* $P_{\text{н}} = \chi^{(3)}EEE$. Кубическая восприимчивость $\chi^{(3)}$ связана с нелинейным показателем преломления $n_{нл}$ след. соотношением: $n_{нл}=(2\pi/n)\,\chi^{(3)}$. Величина $n_{нл}$ плавленого кварца невелика: $n_{нл}\sim 10^{-13}$ в системе единиц CGSE. Однако уменьшение диаметра сердцевины (до ~ 10 мкм) и низкие оптич. потери ВС позволяют поддерживать высокую интенсивность оптич. излучения ($\sim 10^{10}$ Вт/см^2) на длинах световода более 1 км, и поэтому в ВС легко наблюдать разл. нелинейные явления. Напр., 1-я стоксова компонента вынужденного комбинац. рассеяния света (ВКР, см. *Вынужденное рассеяние света*) наблюдается при мощности накачки в неск. сотен мВт. Спектр комбинац. рассеяния в кварцевых стёклах широк, и с помощью дисперс. элемента можно получать перестройку частоты порядка 300 см$^{-1}$. На основе ВКР созданы перестраиваемые волоконные генераторы лазерного излучения в ближней ИК-области спектра.

Вынужденное *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние* (ВРМБ) в ВС может наблюдаться при ещё меньших мощностях накачки, если ширина спектра накачки порядка ширины линии рассеяния Мандельштама — Бриллюэна, к-рая для плавленого кварца составляет величину ~ 100 Мгц. Напр., миним. мощность при накачке аргоновым лазером, при к-рой наблюдалось ВРМБ в одномодовом световоде длиной 80 м в резонаторе, составляла 15 мВт.

В ВС наблюдаются и четырёхфотонные параметрич. процессы, в к-рых два кванта мощной накачки частоты $\nu_н$ распадаются на «стоксову» $\nu_с$ и «антистоксову» $\nu_{ас}$ компоненты. Для такого процесса необходимо выполнение фазового синхронизма $2k_н=k_с+k_{ас}$. Волноводная (межмодовая) дисперсия в ВС позволяет скомпенсировать материальную дисперсию и довольно широком спектральном интервале и тем самым выполнить условие фазового синхронизма. Поэтому в ВС наблюдаются четырёхфотонные процессы с частотными сдвигами ($\Delta\nu=\nu_{ас}-\nu_н=\nu_н-\nu_с$) ~ 5000 см$^{-1}$.

Др. нелинейное явление, наблюдаемое в ВС,— с а м о в о з д е й с т в и е с в е т о в ы х и м п у л ь с о в (см. *Самовоздействие света*). Т. к. показатель преломления материала световода зависит от интенсивности светового импульса, то происходит фазовая самомодуляция оптич. излучения, приводящая к уширению его спектра. Если несущая частота оптич. излучения попадает в область аномальной дисперсии материала световода и если $n_{нл}>0$, то световой импульс при своём распространении по ВС будет сжиматься. Возможное сужение импульса определяется той шириной спектра $\Delta\omega$ импульса, к-рая получается в результате такого самовоздействия. Максимально возможное сужение импульса определяется известным соотношением $\Delta\omega\cdot\tau\simeq 1$. Это явление позволяет получать сверхкороткие импульсы света в фемтосекундной области ($\sim 10^{-15}$ с). Возможна также реализация солитонного режима (см. *Солитон*) распространения оптич. импульса по ВС, при к-ром световой импульс может не менять форму или менять её периодически.

Заготовка волоконных световодов с низкими оптич. потерями изготовляется из особо чистых материалов гл. обр. методом хим. осаждения из газовой фазы (см. *Световод*). Затем из неё вытягивается ВС. Предложены новые методы изготовления кристаллич. ВС — вытягивание из расплава нитевидных монокристаллов или экструзия (выталкивание) поликристаллич. волоконных световодов.

Для передачи изображений применяются жгуты с регулярной укладкой ВС. Разрешающая способность таких жгутов определяется диаметром сердцевины световодов, их числом и качеством изготовления и обычно составляет 10—50 линий на 1 мм. Широкое применение нашли волоконно-оптич. диски, вырезанные поперёк из плотно спечённых ВС. Такие диски, на внутр. поверхность к-рых наносится люминофор, используются в электронно-лучевых трубках вместо входного стекла; это даёт возможность контактно фотографировать. Высококачеств. вакуум-плотные волоконные диски диам. до 150 мм, содержащие неск. сотен миллионов ВС, обладают разрешающей способностью до 100 линий на 1 мм^2. Другим широко применяемым элементом ВС является фокон—конусообразный единичный ВС либо жгут из спечённых вместе ВС обычно с плоскими торцами; используется для изменения масштаба передаваемого изображения, концентрации света в оптич. системах и т. д. (О волоконно-оптич. элементах см. также в ст. *Оптика неоднородных сред.*)

Принципиальным преимуществом ВС для оптич. связи является огромная широкополосность при низких оптич. потерях. Так, напр., стеклянные ВС в области нулевой материальной дисперсии ($\lambda\simeq 1{,}3$ мкм) позволяют передавать сигналы с полосой пропускания ~ 100 ГГц·км при потерях <1 дБ/км. Волоконная связь отличается также невосприимчивостью к эл.-магн. помехам, малым объёмом и весом линий передач; помогает экономить дефицитные цветные металлы.

К нач. 80-х гг. создана элементная база волоконно-оптич. систем связи первого поколения, разработаны и испытаны в реальных условиях разл. системы. Эти системы применяются в телефонных сетях, кабельном телевидении, бортовой связи, вычислит. технике, системах контроля и управления технол. процессами и мощными электростанциями.

Лит.: В е й н б е р г В. Б., С а т т а р о в Д. К., Оптика световодов, 2 изд., Л., 1977; К а н а п и Н. С., Волоконная оптика, пер. с англ., М., 1969; Т и д е к е н Р., Волоконная оптика и ее применение, пер. с англ., М., 1975; Д е в я т ы х Г. Г., Д и а н о в Е. М., Волоконные световоды с малыми оптическими потерями, «Вестн. АН СССР», 1981, № 10, с. 54; М и д в и н т е р Д ж. Э., Волоконные световоды для передачи информации, пер. с англ., М., 1983; Д и а н о в Е. М., П р о х о р о в А. М., Лазеры и волоконная оптика, «УФН», 1986, т. 148, с. 289.

Е. М. Дианов.

ВОЛОКО́ННО-ОПТИ́ЧЕСКИЙ ГИРОСКО́П — скоростной квантовый гироскоп, основанный на использовании эффекта Саньяка — смещения интерференционных полос во вращающемся кольцевом интерферометре (см. *Саньяка опыт*). Это смещение возникает вследствие зависимости времени обхода светом вращающегося контура от скорости вращения и направления обхода. Согласно общей теории относительности, разность времени обхода вращающегося контура $\Delta\tau$ равна:

$$\Delta\tau=(2/c^2)\cdot\oint\Omega r^2\,[1-(\Omega r/c^2)^2]^{-1}\,d\theta, \qquad (1)$$

где Ω — угл. скорость вращения, r, θ — полярные координаты точек контура. Учитывая, что $\Omega r/c\ll 1$, $\Delta\tau$ можно записать в виде, к-рый интерпретируется в рамках нерелятивистской кинематики:

$$\Delta\tau=4S\Omega\cos\varphi/c^2, \qquad (2)$$

где S — площадь контура, φ — угол между осью вращения и нормалью к плоскости контура. В результате величина сдвига интерференционных полос Δz определяется выражением:

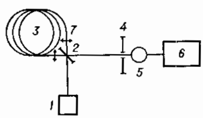


Схема волоконно-оптического гироскопа: *1* — источник света; *2* — светоделительная пластинка; *3* — катушка с оптическим волокном; *4* — диафрагма; *5* — фотоприёмник; *6* — схема обработки информации; *7* — микрообъективы.

$$\Delta z=4S\cos\varphi/\lambda_0 c, \qquad (3)$$

где λ_0 — длина волны света в вакууме. Регистрация малых угл. скоростей вращения требует большой площади контура, поэтому практич. использование эффекта Саньяка стало осуществимым лишь с появлением волоконных световодов.

Чувствительным элементом В.-о. г. является многовитковая катушка со спец. волоконным световодом, обеспечивающим стабильность поляризаций и разности фаз интерферирующих волн (рис.). Сдвиг интерференционных полос пропорционален числу витков световода в катушке, не зависит от положения оси вращения относительно центра катушки, от формы площади катушки S, от показателя преломления световода (без учёта дисперсии) и записывается в виде:

$$\Delta z = 2L_c R\Omega \cos\varphi/\lambda_0 c, \qquad (4)$$

где L_c — длина световода, R — радиус катушки.

Для увеличения точности В.-о. г. используется ряд методов. Так, напр., флуктуации интерференционных полос из-за рэлеевского рассеяния и невзаимные сдвиги фаз за счёт разности интенсивностей встречных волн могут быть уменьшены при использовании источников излучения с широким спектром — *полупроводниковых лазеров* или суперлюминесцентных диодов. Влияние невзаимных эффектов из-за изменения двойного лучепреломления в волокне при разл. внеш. воздействиях (механич., тепловых, акустических и пр.) может быть ослаблено при использовании одномодовых световодов (см. *Волоконная оптика*). Т.к. прямое измерение сдвига интерференционной полосы сильно ограничивает точность и динамич. диапазон, в реальных В.-о. г. применяются более сложные методы регистрации, использующие фазовую модуляцию, фазовую компенсацию, гетеродинные методы и т. д.

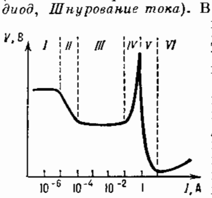
Предельная чувствительность В.-о. г. ($\sim 10^{-4}$ град/ч) ограничивается нестабильностью характеристик оптич. волокна, рассеянием света в нём, шумами фотоприёмника. Достоинства В.-о. г.— малые габариты и вес, дешевизна.

Лит.: Инерциальная навигация, пер. с англ., «ТИИЭР», 1983, т. 71, № 10, с. 47. *Н. В. Кравцов, А. Н. Шелаев.*

ВОЛЬТ (В, V) — единица СИ электрич. напряжения, электрич. потенциала, разности электрич. потенциалов и ЭДС. Назв. в честь А. Вольты (A. Volta). 1 В — электрич. напряжение, вызывающее в электрич. цепи пост. ток силой 1 А при затрачиваемой мощности 1 Вт. 1 В также равен потенциалу электрич. поля в точке, находясь в к-рой заряд в 1 Кл обладает потенц. энергией 1 Дж. 1В$=10^8/c$ ед. СГСЭ$\approx$1/300 ед. СГСЭ$=10^8$ ед. СГСМ.

ВОЛЬТ-АМПЕ́РНАЯ ХАРАКТЕРИ́СТИКА — зависимость тока от приложенного к элементу электрич. цепи напряжения или зависимость падения напряжения на элементе электрич. цепи от протекающего через него тока. Если сопротивление элемента не зависит от тока, то В.-а. х.— прямая линия, проходящая через начало координат (*Ома закон*).

В однородных полупроводниках В.-а. х. отклоняется от линейной из-за зависимости подвижности носителей заряда и их концентрации от электрич. поля. На В.-а. х. может возникнуть падающий участок с *отрицательным дифференциальным сопротивлением* (В.-а. х. N-образного и S-образного типов, см. *Ганна диод*, *Шнурование тока*). В неоднородных полупроводниках, напр. p—n-переходах, В.-а. х. несимметрична, что используется для выпрямления перемен. тока.



В.-а. х. разряда в газе зависит от давления и рода газа, материала катода, величины межэлектродного расстояния, режима горения (стационарный или импульсный), присутствия магн. поля и т. д. Разл. участки В.-а. х. разряда в большой мере определяются приэлектродными процессами, т. к. напряжённость электрич. поля в газоразрядной плазме обычно невелика (E$\simeq$5$\div$20 В/см) и не сильно зависит от условий разряда и разрядного тока.

На рис. приведена типичная характеристика *тлеющего разряда* при низком давлении. При токах $I \simeq 10^{-5}$—10^{-4} А (область II) наблюдается переход от таунсендовского разряда (область I) к нормальному тлеющему разряду (область III), характеризующийся падающим участком. В нормальном тлеющем разряде рост тока происходит при пост. напряжении. При этом возрастает часть поверхности катода, покрытая разрядом, так что плотность тока на катоде сохраняется постоянной. Аномальный тлеющий разряд (область IV) занимает всю поверхность катода и имеет возрастающую характеристику. При ещё больших токах вновь наблюдается падающий участок (область V), связанный с переходом тлеющего разряда к дуговому.

ВОЛЬТЕ́РРЫ УРАВНЕ́НИЕ — интегральное уравнение

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda\int_a^x K(x,\ s)\,\varphi(s)\,ds,\ a \leqslant x \leqslant b \qquad (1)$$

(линейное интегральное В. у. 2-го рода), где $f(x)$, $K(x,\ s)$ — известные ф-ции, $\varphi(x)$ — искомая ф-ция, λ — комплексный параметр. Ф-ция $f(x)$ наз. свободным членом, а ф-ция $K(x,\ s)$ — ядром интегрального В.у. В. у. 2-го рода без свободного члена наз. однородным. Ур-ние

$$f(x) = \int_a^x K(x,\ s)\,\varphi(s)\,ds, \quad a \leqslant x \leqslant b \qquad (2)$$

наз. линейным интегральным В. у. 1-го рода. В. у. можно рассматривать как частный вид *Фредгольма уравнений*, когда ядро $K(x,\ s)$, задаваемое на квадрате $a \leqslant x \leqslant b$, $a \leqslant s \leqslant b$, обращается в нуль в треугольнике $a \leqslant x < s \leqslant b$. Если $f(x)$ непрерывно дифференцируема на $[a,\ b]$, а $K(x,\ s)$ и $K'_x(x,\ s)$ непрерывны в треугольнике $a \leqslant s < x \leqslant b$ и $K(x,\ x) \neq 0$ ни в одной точке, то В. у. 1-го рода (2) приводится к В. у. 2-го рода:

$$\varphi(x) + \int_a^x K_1(x,\ s)\,\varphi(s)\,ds = f_1(x),$$

где $K_1(x,\ s) = K'_x(x,\ s)/K(x,\ x)$, $f_1(x) = f'(x)/K(x,\ x)$. Впервые такие ур-ния систематически исследовал В. Вольтерра (V. Volterra) в 1896. В. у. обычно возникают в тех физ. задачах, где существует предпочтительное направление изменения независимой переменной, напр. выполняется *причинности принцип*: реакция системы в момент x определяется внеш. воздействием $f(s)$ только в предшествующие моменты $s \leqslant x$. Частным случаем В. у. 1-го рода являются *Абеля интегральное уравнение*, ур-ния переноса и др.

Всякое интегральное В. у. (1) с непрерывным ядром $K(x,\ s)$ при любом комплексном $\lambda \neq \infty$ и непрерывном на отрезке $[a,\ b]$ свободном члене $f(x)$ имеет единств. решение $\varphi(x)$. Это решение непрерывно на $[a,\ b]$ и представляется абсолютно и равномерно сходящимся рядом Неймана:

$$\varphi(x) = \varphi_0(x) + \lambda\varphi_1(x) + \lambda^2\varphi_2(x) + \ldots,$$

где

$$\varphi_0(x) = f(x),\ \text{а}\ \varphi_k(x) = \int_a^x K(x,\ s)\,\varphi_{k-1}(s)\,ds.$$

В частности, однородное В. у. 2-го рода имеет лишь тривиальное (суммируемое) решение $\varphi(x) \equiv 0$.

Если ввести резольвенту $R(t,\ s;\ \lambda)$, являющуюся для ограниченных ядер целой ф-цией параметра λ:

$$R(x,\ s;\ \lambda) = K(x,\ s) + \lambda K_2(x,\ s) + \lambda^2 K_3(x,\ s) + \ldots,$$

где итерированные ядра $K_n(x,s)$ определяются соотношением $K_n(x,\ s) = \int_s^x K(x,\ \tau)\,K_{n-1}(\tau,\ s)\,d\tau$, то решение В. у. (1) равно $\varphi(x) = f(x) + \lambda\int_a^x R(x,\ s;\ \lambda)\,f(s)\,ds$. Резольвента не зависит от ниж. предела и определена лишь для $s < x$.

Нелинейным В. у. наз. ур-ние, в к-ром произведение $K(x,\ s)\,\varphi(s)$ заменяется нелинейной относительно $\varphi(s)$ ф-цией $K(x,\ s,\ \varphi(s))$. *Коши задача* для обыкновевного дифференц. ур-ния сводится к решению нелинейного В. у.

Лит.: Морс Ф., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958; Трикоми Ф., Интегральные уравнения, пер. с англ., М., 1960; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981. *С. В. Молодцов.*

ВО́ЛЬФА ЧИ́СЛА — относительные числа солнечных пятен, определяются как $R=k(f+10g)$, где f — число пятен на видимой полусфере Солнца, g — число групп пятен, k — коэфф. порядка 1, зависящий от условий наблюдений и приводящий конкретный ряд наблюдений к стандартному. Введены Р. Вольфом (R. Wolf) в сер. 19 в. В. ч. используются как характеристика пятнообразоват. деятельности Солнца и вообще уровня *солнечной активности*. Пределы изменений В. ч. — от 0 до прибл. 300 (в дни нек-рых высоких максимумов *солнечных циклов*). Для статистич. исследований употребляются только среднемесячные и среднегодовые В. ч. В качестве индексов солнечной активности используются также площади солнечных пятен, поток радиоизлучения Солнца на волне 10,7 см, поток рентг. излучения в диапазоне 2—8 Å и др.

ВО́ЛЬФА—РАЙЕ́ ЗВЁЗДЫ (WR) — открыты в 1867 М. Вольфом (M. Wolf) и Ж. Райе (G. Rayet). Известно св. 300 таких объектов в нашей Галактике и др. близких галактиках. Спектры звёзд WR содержат очень яркие и широкие линии излучения элементов He, H, а также N, C и O в разных стадиях ионизации (HI, HeI, HeII, NIII—NV, CIII—CIV, OIII—OV). Ширины линий достигают неск. нм (что соответствует в шкале скоростей ~1000 км/с; см. *Уширение спектральных линий*), интенсивность излучения в центре линий иногда в 10—20 раз превосходит интенсивность соседних участков непрерывного спектра. Для возбуждения линейчатого спектра звёзд WR требуется темп-ра $\sim10^5$ К (потенциалы ионизации и возбуждения соответствующих атомов и ионов лежат в диапазоне от 10 до 100 эВ). В то же время распределения интенсивности в непрерывных спектрах этих звёзд соответствуют цветовой темп-ре $\sim10^4$ К. Это говорит о сильной температурной стратификации и аномальном строении атмосфер этих звёзд. Звёзды WR делятся на две последовательности: азотную (класс WN) и углеродную (класс WC). В спектрах звёзд WN содержатся в осн. линии азота, в спектрах звёзд WC — углерода и кислорода. И в тех и в других линии водорода слабее линий гелия, что, по-видимому, свидетельствует о преимущественном гелиевом хим. составе звёзд WR.

Спектры звёзд WR схожи со спектрами объектов иной природы — *новых звёзд* во время вспышек, ядер нек-рых *планетарных туманностей*, что отражает сходство процессов возбуждения спектров в атмосферах этих объектов с процессами, протекающими в звёздах WR.

Вопрос о происхождении эмиссионного линейчатого спектра звёзд WR окончательно не решён. Для его решения привлекаются в осн. две альтернативные модели протяжённой атмосферы: небулярная и хромосферно-корональная. В небулярной модели протяжённая атмосфера звезды WR трактуется как малая планетарная туманность: гл. процессами возбуждения эмиссионных линий являются радиативные процессы — ионизация и возбуждение атомов и ионов КВ-излучением горячего ($T\sim10^5$ К) «ядра» звезды WR с последующими каскадными рекомбинациями при сравнительно низкой ($\sim10^4$ К) кинетич. темп-ре электронов. В хромосферно-корональной модели наличие высокой темп-ры у «ядра» звезды WR не обязательно, а гл. механизм возбуждения эмиссионных линий — электронные удары при высокой ($\sim10^5$ К) электронной темп-ре вещества протяжённой атмосферы. Ряд новых наблюдат. данных о преобладающей роли радиативных процессов существенно сужает диапазон возможных моделей атмосфер звёзд WR и позволяет отдать предпочтение небулярной модели.

Для звёзд WR характерна сильная концентрация к плоскости Галактики, они часто проецируются на молодые рассеянные звёздные скопления и OB-ассоциации (возраст к-рых $\sim10^6-10^7$ лет) и, следовательно, являются абсолютно молодыми объектами. Многочисл. факты указывают на то, что это — горячие массивные звёзды высокой светимости ($T\sim10^5$ К, $\mathfrak{M}\approx10-20\,\mathfrak{M}_\odot$, $L\sim10^5\,L_\odot$, где $\mathfrak{M}_\odot$ и $L_\odot$ — масса и светимость Солнца).

В частности, светимость звёзд WR в рентг. диапазоне не превышает 10^{33} эрг/с и соответствует рентг. светимости обычных OB-звёзд. Абс. звёздные величины звёзд WR достигают $-6{,}8^m$. Атмосферы звёзд WR очень протяжённы, их вещество истекает в межзвёздное пространство со скоростями ~1000 км/с, ежегодная потеря массы составляет $\sim10^{-5}\mathfrak{M}_\odot$.

Ок. 50% звёзд WR — тесные двойные системы, в к-рых второй компонент — массивная ($\approx20-30\,\mathfrak{M}_\odot$) OB-звезда. У более 10 звёзд WR, ранее считавшихся одиночными, открыта слабая периодич. фотометрическая и спектральная переменность. Это, по-видимому, означает, что мн. звёзды WR, считавшиеся одиночными, на самом деле являются тесными двойными системами, содержащими в качестве спутников маломассивные ($\approx1-3\,\mathfrak{M}_\odot$) объекты. Согласно совр. эволюц. представлениям, они могут быть релятивистскими объектами (*нейтронными звёздами* или *чёрными дырами*), аккрецирующими вещество мощного звёздного ветра звёзд WR (см. *Аккреция*).

Анализ данных наблюдений показывает, что звёзды WR являются гелиевыми остатками первоначально очень массивных ($\approx30-50\,\mathfrak{M}_\odot$) звёзд, потерявших значит. часть ($\approx20-30\,\mathfrak{M}_\odot$) своей массы в процессе эволюции. Поэтому они, будучи объектами молодыми, находятся, по-видимому, на конечном этапе своей эволюции: на стадии исчерпания запасов ядерной энергии, после к-рой через $\sim10^5$ лет должен следовать коллапс звезды с образованием релятивистского объекта (см. *Эволюция звёзд*). Как возможные прародители нейтронных звёзд и чёрных дыр, звёзды WR привлекают к себе пристальное внимание исследователей. Особенно интересные результаты получены в области наблюдат. и теоретич. исследований звёзд WR в тесных двойных системах. Развит эволюц. сценарий для массивных двойных систем, согласно к-рому в таких системах из-за обмена веществом между компонентами может дважды реализовываться стадия звезды WR: до стадии рентг. двойной системы (типа Cyg X—1) и после этой стадии (см. *Тесные двойные звёзды*).

Лит.: Рублев С. В., Черепащук А. М., Звезды Вольфа—Райе, в кн.: Явления нестационарности и звездная эволюция, М., 1974; Звезды и звездные системы, М., 1981. *А. М. Черепащук.*

ВОЛЬФРА́М (Wolframium), W, — хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 74, ат. масса 183,85. Природный В. содержит 5 стабильных изотопов: ^{180}W (0,13%), ^{182}W (26,3%), ^{183}W (14,3%), ^{184}W (30,67%) и ^{186}W (28,6%). Из искусств. изотопов наиб. важны β-радиоактивные ^{185}W ($T_{1/2}=75{,}3$ сут) и ^{187}W ($T_{1/2}=23{,}9$ ч), а также ^{181}W ($T_{1/2}=121{,}2$ сут). Конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2p^6d^46s^2$. Энергии последоват. ионизаций равны соответственно 7,98 и 17,7 эВ; предполагаемые энергии 3-й, 4-й, 5-й и 6-й ионизаций — 24, 35, 48 и 61 эВ. Металлич. радиус 0,140 нм, радиусы ионов W^{4+} 0,068 нм и W^{6+} 0,065 нм. Значение электроотрицательности 1,7.

Свободный В. — светло-серый металл с кубич. объёмно-центрир. решёткой, параметр к-рой $a=0{,}31647$ нм. Плотность 19,35 кг/дм^3, $t_{пл}=3420$°C (выше — только у графита), $t_{кип}=$ок. 5680°C; теплота плавления 192 кДж·кг$^{-1}$, теплота испарения 4007 кДж·кг$^{-1}$, уд. теплоёмкость 0,136 кДж кг$^{-1}$·К$^{-1}$ (при 0—1000°C). Коэф. термич. расширения В. низок ($5{,}5\cdot10^{-6}$ при 20—300°C). Теплопроводность 154 Вт/(м·К) (при 375 К), уд. сопротивление 5,6 мкОм·см (при 300 К). Работа выхода электронов в вакууме 4,51 эВ. Предел прочности спечённого слитка В. 108 МПа². Модуль Юнга 340—370 ГПа (для проволоки), тв. по Бринеллю 1960—2250 ГПа.

В. химически малоактивен, при комнатной темп-ре не взаимодействует с к-тами (кроме смеси плавиковой и азотной к-т) и растворами щелочей. Проявляет степени окисления +2, +3, +4, +5, +6; наиб. типична степень окисления +6.

В. используют для получения тугоплавких и твёрдых сплавов (последние обычно содержат карбиды В. WC и W_2C). Из чистого В. изготовляют нити накаливания электроламп, нагреватели высокотемпературных печей, катоды генераторных ламп, эмиссионных и газоразрядных трубок, выпрямителей высокого напряжения. Вольфрам-молибденовая термопара применяется для регистрации высоких (до 2200°С) темп-р.

Лит.: Бусев А. И., Иванов В. М., Соколова Т. А., Аналитическая химия вольфрама, М., 1976. *С. С. Бердоносов.*

ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАГНИТНАЯ — см. *Магнитная восприимчивость.*

ВОССТАНОВЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ, в теории удара — величина, характеризующая степень восстановления к концу удара двух тел нормальной составляющей относительной скорости этих тел в начале удара. См. *Удар.*

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ — то же, что *дисперсия оптического вращения.*

ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ твёрдого тела — 1) В. д. вокруг неподвижной оси — движение твёрдого тела, при к-ром все его точки, двигаясь в параллельных плоскостях, описывают окружности с центрами, лежащими на одной

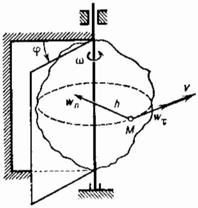


Рис. 1.

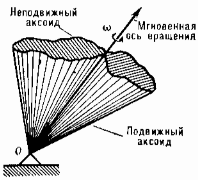


Рис. 2.

неподвижной прямой, наз. осью вращения. Тело, совершающее В. д., имеет одну степень свободы, и его положение относительно данной системы отсчёта определяется углом поворота φ между неподвижной полуплоскостью и полуплоскостью, жёстко связанной с телом, проведёнными через ось вращения (рис. 1). В. д. задаётся ур-нием $\varphi=f(t)$, где t — время. Осн. кинематич. характеристики В.д. тела: его *угловая скорость* $\omega=d\varphi/dt$ и *угловое ускорение* $\varepsilon=d\omega/dt=d^2\varphi/dt^2$. Для любой точки тела, находящейся на расстоянии h от оси вращения, линейная скорость $v=\omega h$, касат. ускорение $w_\tau=h\varepsilon$, нормальное ускорение $w_n=h\omega^2$, полное ускорение $w=h\sqrt{\varepsilon^2+\omega^4}$. Т.о., скорости и ускорения всех точек тела пропорциональны их расстояниям от оси вращения.

Осн. динамич. характеристиками В. д. тела являются его гл. моменты кол-в движения относительно связанных с телом осей x, y, z (z — ось вращения), равные:

$$K_x=-I_{xz}\omega,\ K_y=-I_{yz}\omega,\ K_z=I_z\omega,$$

и кинетич. энергия

$$T={}^1/_2 I_z\omega^2,$$

где I_z — осевой, а I_{xz}, I_{yz} — центробежные моменты инерции.

2) В. д. вокруг точки (или сферич. движение) — движение твёрдого тела, имеющего одну неподвижную точку O (напр., движение *гироскопа*, закреплённого в кардановом подвесе). Каждая из точек тела при этом В. д. перемещается по поверхности сферы с центром в точке O. В. д. тела вокруг точки слагается из серии элементарных или мгновенных В. д. вокруг мгновенных осей вращения, проходящих через эту точку. Мгновенная ось вращения непрерывно изменяет своё положение как по отношению к системе отсчёта, в к-рой рассматривается движение тела, так и в самом теле, образуя при этом 2 конич. поверхности, наз. соответственно неподвижным и подвижным аксоидами. Качением подвижного аксоида по неподвижному можно осуществить геом. картину движения тела в этом случае (рис. 2).

Тело с неподвижной точкой имеет 3 степени свободы, и его положение по отношению к данной системе отсчёта определяется тремя параметрами, напр. *Эйлера углами* φ, ψ и θ. Закон движения тела задаётся в этом случае ур-ниями

$$\varphi=f_1(t),\quad \psi=f_2(t),\ \theta=f_3(t). \qquad (*)$$

Кинематич. характеристиками движения являются вектор угл. скорости $\boldsymbol{\omega}$, направленный в каждый момент времени вдоль мгновенной оси вращения, и вектор угл. ускорения $\boldsymbol{\varepsilon}$, направленный параллельно касательной к *годографу* вектора $\boldsymbol{\omega}$. Если движение задано ур-ниями (*), то проекции вектора $\boldsymbol{\omega}$ на прямоугольные оси $Oxyz$, жёстко связанные с движущимся телом, определяются кинематич. ур-ниями Эйлера

$$\omega_x=\dot\psi\sin\theta\sin\varphi+\dot\theta\cos\varphi,$$
$$\omega_y=\dot\psi\sin\theta\cos\varphi-\dot\theta\sin\varphi,$$
$$\omega_z=\dot\varphi+\dot\psi\cos\theta,$$

где $\dot\varphi$, $\dot\psi$, $\dot\theta$ — производные от углов Эйлера по времени t. Векторы линейной скорости $\boldsymbol{v}$ и ускорения $\boldsymbol{w}$ любой точки тела равны

$$\boldsymbol{v}=[\boldsymbol{\omega r}];\quad \boldsymbol{w}=[\boldsymbol{\varepsilon r}]+[\boldsymbol{\omega v}],$$

где $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор, проведённый в данную точку тела из неподвижной точки O. Проекции вектора $\boldsymbol{v}$ на оси $Oxyz$ определяются ф-лами Эйлера

$$v_x=\omega_y z-\omega_z y;\quad v_y=\omega_z x-\omega_x z;\quad v_z=\omega_x y-\omega_y x.$$

Осн. динамич. характеристиками тела с неподвижной точкой O являются моменты количеств движения относительно гл. осей инерции x, y, z, проведённых в точке O:

$$K_x=I_x\omega_x;\quad K_y=I_y\omega_y;\quad K_z=I_z\omega_z,$$

и кинетич. энергия

$$T={}^1/_2\left(I_x\omega_x^2+I_y\omega_y^2+I_z\omega_z^2\right),$$

где I_x, I_y, I_z — моменты инерции тела относительно упомянутых гл. осей; ω_x, ω_y, ω_z — проекции $\boldsymbol{\omega}$ на эти оси. Кол-во движения тела при любом виде движения равно $\boldsymbol{Q}=m\boldsymbol{v}_c$, где m — масса тела, $\boldsymbol{v}_c$ — скорость центра масс.

Теория В. д. имеет важные приложения в небесной механике, внеш. баллистике, теории гироскопа, кинематике и динамике механизмов и машин и при решении др. техн. задач.

Лит. см. при ст. *Кинематика* и *Динамика*. *С. М. Тарг.*

ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЯДРА — коллективное движение нуклонов в ядре, связанное с изменением ориентации ядра в пространстве. В. д. я. обусловлено несферичностью его равновесной формы (см. *Деформированные ядра*). В. д. я., предсказанное О. Бором (A. Bohr) и Б. Моттельсоном (B. R. Mottelson) в 1952, открыто в 1953.

В. д. я. соответствует последовательность уровней с энергией $\mathscr{E}$, увеличивающейся с ростом полного угл.

момента I уровня пропорционально $I(I+1)$. Совокупность таких уровней образует в р а щ а т. п о л о с у. Для тяжёлых ядер вероятность электрич. квадрупольных ($E2$) радиац. переходов между соседними вращат. уровнями в полосе больше вероятности одночастичных $E2$-переходов в 100 раз (см. *Оболочечная модель ядра*, *Мультипольное излучение*, *Гамма-излучение*). Число уровней в полосе может быть большим. Так, в ядре ^{168}Hf низшая вращат. полоса прослежена до уровня с $I=34$ и энергией $\varepsilon=10{,}5$ МэВ.

Возбуждение вращат. уровней осуществляется электрич. полем иона, налетающего на ядро (*кулоновское возбуждение ядер*), и в *ядерных реакциях* с тяжёлыми ионами (HI). В первом случае сечение возбуждения пропорц. вероятности $E2$-перехода. Если на ядро налетает тяжёлый ион (HI), то возможно многократное кулоновское возбуждение, при к-ром заселяются уровни вращательной полосы с большим I (напр., до $I=26$ для ионов ^{208}Рв) (см. *Высокоспиновые состояния ядер*). В ядерных реакциях типа (HI; xn, γ) заселение уровней происходит сверху при распаде *составного ядра*.

Вращат. полосы обнаружены у мн. ядер, начиная с ^{8}Be. Наиб. изучены вращат. состояния ядер с числом нуклонов $150\leqslant A\leqslant 188$ (лантаноиды) и $A>224$ (актиноиды), имеющие в осн. состоянии большую аксиально-симметричную деформацию. В этих ядрах приближённо можно отделить вращат. движение от внутреннего колебательного и одночастичного. При этом каждому внутр. состоянию ядра в его спектре соответствует вращат. полоса с определ. последовательностью I и пространств. *чётностью* π, совпадающей с чётностью внутр. состояния, на к-ром полоса основана.

Интерпретация вращательных спектров. Если рассматривать ядро как твёрдое тело, то его вращение описывается с помощью трёх *Эйлера углов*, определяющих ориентацию собственной системы координат x', y', z', жёстко связанной с ядром, относительно лабораторной системы координат x, y, z. Ось z' направлена вдоль оси симметрии

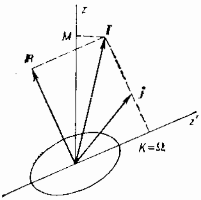


Рис. 1. Схема связи угловых моментов в медленно вращающемся аксиально-деформированном ядре.

ядра (рис. 1). Т.к. квант. вращение вокруг этой оси невозможно, то гамильтониан вращат. движения имеет вид

$$H=\frac{\hbar^2}{2J}\,[(I_{x'}-j_{x'})^2+(I_{y'}-j_{y'})],\qquad(1)$$

где $\boldsymbol{I}$ — оператор полного угл. момента; $\boldsymbol{j}$ — его часть, обусловленная внутр. движением нуклонов; J — момент инерции ядра. Из гамильтониана можно выделить чисто вращат. часть ($H=H_{\text{вр}}+V_{\text{к}}$):

$$H_{\text{вр}}=\frac{\hbar^2}{2J}\,[\boldsymbol{I}^2-(I_z-j_{z'})^2]\qquad(2)$$

и энергию взаимодействия Кориолиса

$$V_{\text{к}}=-\frac{\hbar^2}{J}\,(\boldsymbol{I}\boldsymbol{j}).\qquad(3)$$

Состояние вращат. движения описывается тремя квантовыми числами: угл. моментом $\boldsymbol{I}$, его проекцией M на ось z и проекцией K на ось z'. Внутр. движение нуклонов характеризуется проекцией Ω угл. момента $\boldsymbol{j}$ на ось z'. Условие аксиальной симметрии обеспечивает равенство $K=\Omega$. Кроме того, угл. момент $\boldsymbol{R}$ коллективного вращения перпендикулярен z', а составляющая $\boldsymbol{I}$ вдоль z' обусловлена только орбитальным движением нуклонов (рис. 1). Отсюда следует, что для вращат. полосы $I\geqslant K$. Следствием аксиальной симметрии является также инвариантность относительно поворота на 180° вокруг любой оси, перпендикулярной z' ($\mathcal{R}$-инвариантность). Это приводит к существованию дополнит. квантового числа, наз. с и г н а т у р о й, в соответствии с к-рым различают $\mathcal{R}$-чётные и $\mathcal{R}$-нечётные уровни.

Вращательные полосы чётно-чётных ядер основаны на состояниях с $K=0$, 1, 2, ... Простейшую структуру имеют полосы с $K=0^+$, к которым относится полоса основного состояния. Вследствие $\mathcal{R}$-инвариантности эти полосы содержат уровни только с чётными I. Их энергии

$$\mathcal{E}=\hbar^2 I\,(I+1)/2J.\qquad(4)$$

В полосах осн. состояния хорошо деформированных ядер (4) выполняется с точностью до неск. десятых процента для уровней с небольшими I (для лантаноидов $\hbar^2/J=30$ кэВ, для актиноидов — 15 кэВ).

Низшие вращат. полосы ядер с нечётным числом нуклонов основаны на состояниях последней нечётной частицы в несферич. потенциале. Поэтому квантовые числа K, π уровней определяются Ω и π нечётного нуклона. Полоса содержит уровни с $I=K$, $K+1$, $K+2$,... (K — нечётное). Энергия низших уровней в полосе описывается ф-лой (4), но с меньшей точностью, что обусловлено смешиванием полос, основанных на разл. однонуклонных состояниях, из-за взаимодействия Кориолиса (3). Особенно сильно искажены полосы, основанные на состояниях нечётного нуклона, принадлежащих подоболочке с большим j и с $K={}^1/_2$. Для последних энергия низших уровней

$$\mathcal{E}=\frac{\hbar}{2J}\,I\,(I+1)+a\,(-1)^{I+1/2}\,(I+{}^1/_2),\qquad(5)$$

где a, наз. п а р а м е т р о м р а з в я з ы в а н и я, зависит от структуры ядра.

Вращат. полосы нечётно-нечётных ядер менее изучены. По-видимому, каждой конфигурации (Ω_{n}, Ω_{p}) нечётных нейтрона и протона соответствуют 2 полосы с $K=|\Omega_{\text{n}}+\Omega_{\text{p}}|$ и $K=|\Omega_{\text{n}}-\Omega_{\text{p}}|$. Если $\Omega_{\text{n}}=\Omega_{\text{p}}$, то полоса с $K=0$ расщепляется на две с уровнями противоположной $\mathcal{R}$-чётности; $\mathcal{R}$-чётная полоса имеет чётную последовательность I, $\mathcal{R}$-нечётная — нечётную.

Электромагнитные переходы во вращательных спектрах. Адиабатичность приводит к ряду закономерностей для вероятности эл.-магн. переходов. Вероятность испускания γ-квантов мультипольности L:

$$P=\frac{8\pi\,(L+1)}{L\,[(2L+1)!!]}\,\frac{1}{\hbar}\left(\frac{\Delta\mathcal{E}}{\hbar c}\right)^{2L+1}B\,(L).\qquad(6)$$

Здесь $\Delta\mathcal{E}$ — разность энергий начального (i) и конечного (f) состояний, $B(L)$ — приведённая вероятность перехода, зависящая от структуры этих состояний. При этом должны выполняться правила отбора для I и π:

$$|I_i-I_f|\leqslant \mathrm{L}\leqslant I_i+I_f;\qquad(7)$$

$$\pi_i\pi_f=\begin{cases}(-1)^L & \text{— для } EL\text{-переходов,}\\ (-1)^{L+1} & \text{— для } ML\text{-переходов.}\end{cases}\qquad(8)$$

Эл.-магн. переходы происходят либо внутри вращат. полосы, либо между уровнями разл. полос. В первом случае согласно (7) и (8) могут происходить либо только переходы $E2$, если $|\Delta I|=2$, либо $E2$ и $M1$, если $|\Delta I|=1$. Т. к. внутр. состояния ядра остаются неизменными, то вероятности переходов зависят только от коллективных переменных. Так, вероятность $E2$-перехода

$$B\,(E2)=\frac{5}{16\pi}\,e^2Q_0^2\,\langle I_iK;\ 20/I_fK\rangle^2,\qquad(9)$$

где величина в скобках — *Клебша — Гордана коэффи-*

циент, описывающий сложение угл. моментов в собств. системе координат, Q_0 — внутр. *квадрупольный электрический момент ядра*. Ядра лантоноидов с параметром квадрупольной деформации $\beta_2 \sim 0{,}3$ имеют $Q_0 \sim \sim 8 \cdot 10^{-24}$ см^2. Для состояний с $I \gg K$ наиб. вероятные переходы с $|\Delta I| = 2$ происходят между уровнями с одинаковой сигнатурой. Переходы с $|\Delta I| = 1$ между уровнями с разной сигнатурой в $(K/I)^2$ раз менее вероятны. Из (9) следует, что отношение вероятностей $E2$-переходов определяется только геом. фактором сложения угл. моментов начального и конечного состояний. Эти правила для низших вращат. уровней хорошо деформированных ядер выполняются с точностью до неск. процентов.

Переходы $M1$ зависят не только от коллективного гиромагн. отношения g_R (см. ниже), но и от внутр. g-фактора (g_K) нуклонов. Для полос с $K > {}^1/_2$ приведённые вероятности $M1$-переходов:

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi}\left(\frac{e\hbar}{2\mathscr{M}c}\right)^2 (g_K - g_R)^2 K^2 \langle I_i K;\ 10 / I_f K\rangle^2, \quad (10)$$

где $\mathscr{M}$ — масса нуклона (в полосе с $K = {}^1/_2$ B зависит дополнительно от т.н. магн. параметра развязывания). Соотношение (10) выполняется для низших уровней полос с $K > {}^1/_2$ с точностью до неск. процентов. Измеряя вероятности $M1$-перехода и зная статич. магн. момент ядра, можно найти g_R для нечётных ядер. Для низших состояний чётно-чётных ядер g_R находят по величине статич. магн. момента, определяемого по прецессии возбуждённого состояния 2^+ в магн. поле (см. *Ядерный магнитный резонанс*).

Переходы между уровнями разл. полос менее вероятны, т. к. происходят между разл. одночастичными состояниями. Для них возникает дополнит. правило отбора:

$$|K_i - K_f| \leqslant L, \quad (11)$$

к-рое является следствием приближённого сохранения K. Переходы, для к-рых условие (11) не выполняется, наз. K-з а п р е щ ё н н ы м и, а величина $|K_i - K_f| - L$ наз. порядком K-запрета. Хотя правило (11) не является строгим из-за приближённого характера адиабатичности (см. ниже), тем не менее интенсивность K-запрещённых переходов ослаблена ($\sim$в 10^2 на каждый порядок K-запрета).

Существование в *деформированных ядрах* приближённых (асимптотич.) квантовых чисел N, $n_{z'}$, Λ, Σ (где $N = n_{z'} + n_\perp$ — гл. осцилляторное квантовое число; $n_{z'}$ — квантовое число, определяющее колебание нуклона вдоль оси z'; $n_\perp$ — в плоскости, перпендикулярной z'; Λ — проекция орбитального момента нуклонов на z'; Σ — проекция спина нуклона на z') также приводит к дополнит. правилам отбора для вероятностей одночастичных переходов (табл.).

Асимптотические правила отбора для «облегчённых» дипольных переходов

Переход	ΔK	ΔN	$\Delta n_{z'}$	$\Delta\Lambda$	$\Delta\Sigma$
$E1$	0	± 1	± 1	0	0
»	± 1	± 1	0	± 1	0
$M1$	0	0	0	0	0
»	± 1	0	0	0	± 1
»	± 1	0	± 1	∓ 1	0

Правила отбора по асимптотич. квантовым числам не являются строгими. Однако их нарушение в «затруднённых» переходах уменьшает вероятность последних в 10—100 раз по сравнению с «облегчёнными» переходами.

Отношение приведённых вероятностей двух эл.-магн. переходов мультипольности L с уровня $I_i K_i$ одной полосы на уровни $I'_f K_f$ и $I_f K_f$ другой полосы, если $L \leqslant K_i + K_f$ или если K_i или $K_f = 0$:

$$\frac{B(L, I_i \to I_{f'})}{B(L, I_i \to I_f)} = \frac{\langle I_i K_i;\ LK_f - K_i / I' K_f\rangle^2}{\langle I_i K_i;\ LK_f - K_i / I_f K_f\rangle^2}. \quad (12)$$

Если $K_i = K_f$, соотношение (12) переходит в правило интенсивностей эл.-магн. переходов внутри полосы.

Соотношение (12) выполняется и для облегчённых α-, β-переходов и ядерных реакций передачи нуклонов. Оно является критерием адиабатичности вращения.

Коллективные параметры. Абс. величины энергий уровней и вероятностей переходов $E2$ и $M1$ зависят от J, g_R и Q_0. Эти параметры определяются внутр. структурой ядра и, оставаясь приближённо постоянными внутри полосы (для не слишком больших I), плавно изменяются от ядра к ядру, а в данном ядре — от одной полосы к другой.

Момент инерции J вращающегося ядра можно рассматривать как его реакцию на силы Кориолиса, искажающие движение нуклонов в ср. поле. Сильное влияние на J оказывает взаимодействие нуклонов, приводящее к п а р н ы м к о р р е л я ц и я м с в е р х п р о в о д я щ е г о т и п а. В деформир. ядрах пару образуют нуклоны с противоположным знаком Ω. В чётно-чётных ядрах парные корреляции приводят к характерному спектру одночастичных возбуждений со щелью 2Δ (Δ — энергия корреляции пары). Они мешают нуклонам участвовать во вращении, уменьшая J приблизительно вдвое по сравнению с твердотельным значением:

$$J_{\text{т}} = \frac{2}{5} A\mathscr{M}R_0^2 (1 + 0{,}32\beta_2), \quad (13)$$

где $R_0 = 1{,}2 \cdot A^{1/3}$ Ф — среднеквадратичный радиус ядра, $\beta_2 = 1{,}06\ \frac{a-b}{R_0}$ — параметр квадрупольной деформации (ядро — эллипсоид вращения с полуосями $a > b$). Для системы невзаимодействующих нуклонов, движущихся в ср. поле, $J = J_{\text{т}}$. Для нечётных и нечётно-нечётных ядер J низших полос в ср. на 20% больше, чем у осн. состояний соседних чётно-чётных ядер. Это отличие объясняется уменьшением Δ и взаимодействием Кориолиса между одночастичными состояниями.

Парными корреляциями объясняется и отличие величины g_R от значения Z/A, к-рое получилось бы для равномерно заряженного вращающегося твёрдого тела. Для протонов Δ больше, чем для нейтронов, поэтому протоны менее эффективно участвуют во вращении. Это уменьшает g_R по сравнению с $Z/A \sim$на 20%.

Отклонения от адиабатичности. В действительности адиабатичность вращения нарушается уже в самом начале полосы. Однако отклонения невелики. Так, энергия уровней с $I \leqslant 10$ во вращат. полосе с $K = 0$ чётно-чётного ядра

$$\mathscr{E} = \mathscr{A} I(I+1) - \mathscr{B} I^2 (I+1)^2, \quad (14)$$

причём отношение постоянных $\mathscr{B}/\mathscr{A} \sim 10^{-3}$ для осн. состояний хорошо деформированных ядер.

Осн. источник неадиабатичности ядерного вращения — сила Кориолиса (3). Для нуклона вблизи *ферми-поверхности* $V_{\text{K}} \sim \omega j_{\text{F}}$, где ω — частота вращения ядра, $j_{\text{F}} \sim A^{1/3}$ — макс. момент нуклонов у поверхности Ферми. В деформир. ядрах для пары нуклонов $V_{\text{K}} \sim \Delta$. Поэтому осн. параметр неадиабатичности

$$\alpha_\Delta = |V_{\text{K}}|/\Delta \sim \omega j_{\text{F}}/\Delta. \quad (15)$$

Др. параметры: $\alpha_\beta \sim \omega j_{\text{F}}/\beta_2 \mathscr{E}_{\text{F}}$ ($\mathscr{E}_{\text{F}}$ — энергия нуклона на поверхности Ферми), описывающий взаимодействие вращения с деформацией; $\alpha_\omega = V_{\text{K}}/\omega_{\text{K}} \sim \omega/\omega_{\text{K}}$, описывающий взаимодействие вращения с β- и γ-колебаниями (см. *Колебательные возбуждения ядер*) с частотой $\omega_{\text{K}} \sim \Delta$ (в $A^{1/3}$ раз меньше α_Δ). Эффекты центробежного растяжения ядра также несущественны для $I \leqslant 10$. Деформация ядра начинает заметно изменяться, когда центробежная энергия вращения сравнивается с оболочечной, что происходит при $I \sim A^{2/3}$.

Т. о., но вращат. спектрах чётно-чётных ядер коэф. $\mathcal{B} \sim \mathcal{E}_F A^{-3}$ и осн. обусловлен парными корреляциями нуклонов. Вклад в $\mathcal{B}$ от взаимодействия вращат. и колебат. движений в $A^{2/3}$ раз меньше. Неадиабатичность вращения по отношению к β- и γ-колебаниям проявляется в нарушении (12) для переходов между уровнями этих полос и осн. полосы.

Др. способ описания неадиабатич. эффектов — модель перем. момента инерции J, к-рая для вращат. полосы осн. состояния хорошо описывает энергии вращат. уровней до $I=12$. При больших I наблюдается неадиабатич. эффект, наз. **аномалией вращат. спектра**. А. Джонсон (A. Johnson) в 1971 обнаружил отклонение энергий переходов от правила интервалов (4). Впоследствии было установлено, что это явление носит общий характер. Оказалось, что энергии γ-переходов между соседними уровнями в полосе в интервале $I \sim 12-16$ не растут монотонно с I, а остаются неизменными и даже уменьшаются, что соответствует резкому увеличению J. Это можно представить в виде S-образной зависимости $J(\omega^2)$ (рис. 2) — отсюда термин *бэкбендинг* («обратный загиб»).

Аномалии вращат. спектра чётно-чётных ядер редкоземельных элементов при $I \sim 12-16$ связаны с пересечением полосы осн. состояния с полосой, основанной на нейтронном двухквазичастичном возбуждении из подоболочки $i_{13/2}$. Благодаря большому одночастичному моменту силы Кориолиса изменяют схему сложения угл. моментов в последней полосе. Суммарный момент

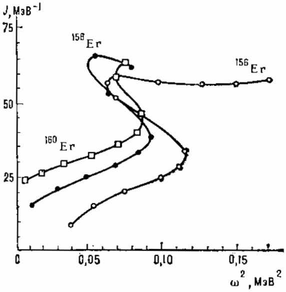


Рис. 2. Зависимость момента инерции J ядра от частоты ω его вращения в чётно-чётных изотопах Er.

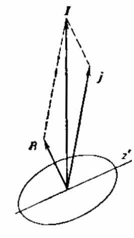


Рис. 3. Схема связи угловых моментов в быстровращающейся полосе.

$\boldsymbol{j}$ двухквазичастичного возбуждения «развязывается» с деформацией и ориентируется преим. вдоль оси вращения ядра (рис. 3). Аномалии вращат. спектра в нечётных ядрах наблюдаются при несколько больших I в полосах, основанных на нейтронном состоянии из подоболочки $i_{13/2}$ и при тех же I в остальных низколежащих полосах.

При большей энергии в области $I \sim 26-30$ наблюдается 2-й бэкбендинг. Он объясняется пересечением нейтронной двухквазичастичной полосы с полосой, основанной на протонном двухквазичастичном возбуждении из подоболочки $h_{11/2}$. При больших I «в игру вступают» ещё более возбуждённые полосы. Т. о., низшая по энергии, т. н. осн. **ираст-полоса**, состоит из частей разл. полос. Каждая полоса вносит в I свою одночастичную часть, приблизительно равную угл. моменту возбуждённого состояния, на к-ром она основана. Следовательно, угл. момент ираст-полосы образован как коллективным вращением ядра, так и одночастичным движением нуклонов (см. *Высокоспиновые состояния ядер*).

Лит.: Бор О., Вращательное движение в ядрах, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 120, с. 543; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; Павличенков И. М., Аномалии вращательных спектров деформированных атомных ядер, «УФН», 1981, т. 133, с. 193.

И. М. Павличенков.

ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ — молекулярные спектры, обусловленные вращением молекул как целого. Чисто В. с. наблюдаются в разреженных молекулярных газах в далёкой ИК-области спектра (вплоть до субмиллиметрового диапазона), в спектрах комбинац. рассеяния света. Чаще наблюдается вращат. структура колебат. полос. Подробнее см. *Молекулярные спектры*.

ВРАЩАЮЩИЙ МОМЕНТ — мера внеш. воздействия на вращающееся тело, изменяющего угл. скорость вращения. В. м. равен алгебраич. сумме моментов всех действующих на вращающееся тело сил относительно оси вращения (см. *Момент силы*). В.м. может быть также выражен через угл. ускорение тела ε равенством $M_{вр}=I\varepsilon$, где I — момент инерции тела относительно оси вращения.

ВРАЩЕНИЕ ГАЛАКТИК — существование у галактики в целом момента кол-ва движения, обнаружено спектроскопически (по наклону спектральных линий) первоначально у *спиральных галактик* в 1913—15 В. Слайфером (V. Slipher). К 1985 с разной степенью подробности изучены кривые вращения (зависимость орбитальной скорости вращения от радиуса) примерно для 150 спиральных (СГ) и неправильных (НГ) галактик, а также примерно для 60 эллиптич. галактик (ЭГ). Кроме того, изучено отдельно вращение восьми балджей СГ (звёздных сгущений в их центр. части). Кол-во исследованных объектов быстро растёт.

Макс. скорости вращения СГ $v_{макс} \approx 200-250$ км/с (иногда до 400 км/с), они значительно (в 5—10 раз) превосходят случайные скорости звёзд в дисках СГ. В ЭГ, напротив, скорости вращения редко превосходят значения $v_{макс} \approx 100$ км/с и, как правило, меньше (часто в 3—5 раз) случайных скоростей звёзд v_0. В изученных балджах СГ $v_{макс} \approx 0,7\ v_0$. В. г. определяется по наклону узких линий поглощения (излучения) в оптич. спектре галактики (при расположении щели спектрографа поперёк диска галактики) или по доплеровскому смещению радиолинии атомарного водорода 21 см. Оптич. определения кривой вращения более надёжны, но радиометоды позволяют в ряде случаев продвинуться за пределы области, видимой в оптич. излучении. Если известен наклон диска к лучу зрения, то по наблюдаемым *лучевым скоростям* разных частей галактики можно рассчитать истинную кривую вращения.

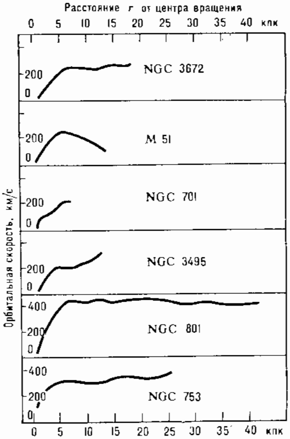
Среди СГ и НГ по виду кривой вращения выделяются три типа объектов: тип I — галактики, у к-рых в пределах оптич. диска происходит монотонный рост скорости вращения $v(r)$ с увеличением расстояния r от центра вращения; тип II — галактики, у к-рых $v(r)$ в наблюдаемой области асимптотически стремится к пределу; тип III — галактики, у к-рых $v(r)$ начинает убывать с ростом r. Частично отнесение галактики к тому или иному типу зависит от исследованной области кривой вращения, поскольку $v(r)$ достигает максимума на расстояниях $r_{макс}=(1-15)$ кпк при среднем $\bar{r}_{макс} \approx$ $\approx (5-6)$ кпк (рис.).

В свою очередь, вид кривой вращения позволяет определить распределение массы галактики по радиусу. Приравнивая центробежную силу и силу тяготения для звезды, движущейся на расстоянии r от центра галактики с круговой скоростью v_r, можно оценить массу галактики $M(r)$ внутри сферы радиусом r:

$$v_r^2/r = GM(r)/r^2, \quad M(r) = v_r^2 r G^{-1}$$

(G — ньютоновская *гравитационная постоянная*). Однако для определения плотности галактики $\rho(r)$ по известной зависимости $M(r)$ требуются дополнит. модельные предположения (сферич. симметрия, суперпозиция сферич. и плоской составляющих и др.).

Если плотность вещества в галактике убывает с ростом радиуса быстрее, чем $\rho \sim r^{-3}$, то $M(r) \to \mathrm{const}$ и должна наблюдаться характерная кеплеровская зависимость $v(r) \sim r^{-1/2}$ на достаточно больших расстояниях r. Однако для мн. галактик эта зависимость не наблюдается: $v(r)$ либо не убывает с ростом радиуса, либо



Кривые вращения спиральных галактик: I тип — NGC 701, NGC 3495; II тип — NGC 3672, NGC 801, NGC 753; тип III — M51.

убывает слишком медленно. Это свидетельствует о существовании у мн. галактик мощных невидимых корон (см. *Скрытая масса*), масса к-рых часто превосходит видимую массу галактик (звёздного компонента и газа). Согласно ряду наблюдений, внутри галактик тоже может существовать скрытая масса, но не превосходящая по плотности видимый компонент.

С др. стороны, анализ устойчивости быстро вращающегося галактич. диска также приводит к выводу, что значит. часть массы галактик должна быть заключена в сферич. составляющей. Этот вывод согласуется с характером кривых вращения ряда галактик, у к-рых макс. скорость вращения диска коррелирует со светимостью балджа. С быстрым вращением СГ связывают существование у них массивных, сильно сплющенных дисков и характерной спиральной структуры (см. *Спиральные галактики*).

Эллиптич. галактики вращаются значительно медленнее спиральных. Кроме того, в них вращение маскируется случайным движением звёзд. Поэтому вращение ЭГ изучено значительно хуже вращения СГ. Тем не менее найдено, что вращение многих ЭГ происходит настолько медленно, что их наблюдаемая эллиптичность не связана с вращением, а обусловлена сильной анизотропией распределения случайных скоростей звёзд. По-видимому, эти галактики образовались при слиянии двух (или нескольких) галактик меньшей массы. В то же время для мн. галактик наблюдаемое вращение хорошо согласуется с видимой формой галактики. Это согласие отмечается и для всех изученных балджей СГ.

Проблема происхождения В. г. подробно обсуждалась в 70-е гг. 20 в. в связи с разл. теориями образования *крупномасштабной структуры Вселенной*. По-видимому, популярная в прошлом гипотеза обмена галактик угл. моментом при их близком пролёте (за счёт действия приливных сил) не согласуется с данными наблюдений. В.г. связано, скорее всего, с их образованием из сильно турбулизованного газа. Турбулизация газа на догалактич. стадии эволюции Вселенной могла произойти под воздействием сильных ударных волн, возникающих при образовании «блинов» (из к-рых формируются затем скопления галактик) или при ядерных взрывах звёзд первого поколения. Анализ ряда численных моделей образования галактик показывает, что существ. влияние на В. г. могло оказать слияние галактик в ходе эволюции структуры Вселенной. В целом проблема происхождения В. г. ещё не решена.

Лит.: Тейлер Р. Дж., Галактики: строение и эволюция, пер. с англ., М., 1981; Засов А. В., Кязумов Г. А., Кривые вращения нормальных галактик, «Астрон. ж.», 1983, т. 60, с. 656; Davies R. L. и др., The kinematic properties of faint elliptical galaxies, «Astrophys. J.», 1983, v. 266, p. 41.

А. Г. Дорошкевич.

ВРАЩЕНИЕ ЗВЁЗД осевое. Вращение (В.) Солнца открыто Г. Галилеем (G. Galilei) по движению солнечных пятен. Вращение др. звёзд впервые было обнаружено в 1909 Ф. Шлезингером (F. Schlesinger) при исследовании спектров затменных двойных звёзд.

Большинство определений скорости В. з. основано на эффекте Доплера. Наблюдения позволяют найти лишь значение величины $v \sin i$, где v — экваториальная скорость В., i — угол между осью В. и лучом зрения. Ср. значение v определяется в предположении, что оси В. з. ориентированы случайным образом по отношению к лучу зрения: $\overline{v \sin i} = (\pi/4)\,\bar{v}$. Периоды В. нек-рых маломассивных звёзд, обладающих активностью солнечного типа (см. *Солнечная активность*), находят по изменениям *блеска*, обусловленным прохождением по диску звёздных пятен. Период В. *пульсаров* определяется по периоду следования импульсов.

Угл. моменты звёзд j вычисляются в предположении, что их угл. скорость В. не изменяется с глубиной. Большинство маломассивных звёзд, находящихся на стадии эволюции, предшествующей стадии гл. последовательности (ГП), вращаются медленно, $\bar{v} \sim 10$ км/с. Для них характерны значения $j \sim 10^{16}$ см²/с. Звёзды ГП *спектральных классов* O5—F2 с массами $1{,}5\,M_\odot \leqslant M \leqslant 50\,M_\odot$ вращаются быстро: 150 км/с $\leqslant v \sin i \leqslant$ 400 км/с (10^{17} см²/с $\leqslant j \leqslant 3\cdot10^{18}$ см²/с); в этом интервале $j \sim M^{2/3}$. У звёзд с массами $M < 1{,}5\,M_\odot$ скорости $\bar{v} < 50$ км/с и резко падают с уменьшением массы. Сжатие звёзд при уходе с ГП ускоряет их В. Скорости В. белых карликов $v \geqslant 60$ км/с ($j \geqslant 5\cdot10^{15}$ см²/с), а периоды В. меньше 20 мин. Периоды В. известных пульсаров заключены в интервале от $\approx 1{,}6$ мс до неск. с ($v = 10$—$4\cdot10^4$ км/с, $j = 10^{12}$—10^{15} см²/с). Вероятно, ещё быстрее должны вращаться *чёрные дыры*. Теоретически период их В. может достигать величины $6\cdot10^{-5}(M/M_\odot)$ с.

Изменения скорости В. з. в ходе их эволюции обусловлены двумя причинами: сравнительно быстрым изменением объёма звезды с сохранением её угл. момента и изменением угл. момента. Замедление вращения Ap-, Am-звёзд обусловлено потерей угл. момента в результате взаимодействия их магн. полей с межзвёздной средой. В тесных двойных звёздах скорость В. может изменяться из-за приливного взаимодействия компонентов или перетекания вещества. Замедление маломассивных звёзд с $M < 1{,}5\,M_\odot$ на ранних стадиях эволюции вдоль ГП обусловлено взаимодействием звёздного ветра с их магн. полем, к-рое «заставляет» частицы ветра двигаться с пост. угл. скоростью вплоть до расстояний, в неск. десятков раз бо́льших радиуса звезды.

Установлен ряд общих теорем, характеризующих равновесное состояние (отсутствие внутр. макроскопич. движений) вращающейся звезды, в к-рой совпадают поверхности пост. плотности и пост. давления. Центр масс такой звезды должен лежать на оси В. (теорема

Лихтенштейна); угл. скорость может зависеть только от расстояния от оси В. (теорема Тейлора — Праудмена); звезда должна обладать плоскостью симметрии, перпендикулярной оси В. В зоне преобладания лучистого переноса энергии (радиативной зоне) звёзд с однородным хим. составом это равновесие нарушается (в результате совместного действия В. з. и переноса тепловой энергии) и возникают течения в меридиональных плоскостях, ведущие к перераспределению угл. момента и перемешиванию вещества. Перемешивание должно сильно влиять на ход эволюции звезды, но оно может тормозиться, если хим. состав изменяется с глубиной.

В. з. влияет на их наблюдаемые характеристики и ход звёздной эволюции. Под действием центробежных сил появляется сплюснутость звезды. Поэтому видимая звёздная величина вращающейся звезды зависит от наклона её оси В. к лучу зрения. На Солнце совместное действие дифференц. В. и конвекции приводит к генерации периодически изменяющегося магн. полн, т. е. порождает 11-летнюю циклич. активность (см. *Солнечный цикл*). Циклич. активность обнаружена также у ряда звёзд спектральных классов F—M. Со скоростью В. з. коррелирует также их хромосферная активность. В атмосфере вращающейся звезды физ. условия зависят от широты, в результате чего спектры её полярных и экваториальных областей могут отличаться. Кроме того, центробежные силы частично уравновешивают силы тяготения в центр. области звезды, где происходит генерация энергии. Поэтому вращающиеся звёзды должны обладать меньшей полной *светимостью* и *эффективной температурой* и медленнее эволюционировать. В. з. может играть важную роль на тех стадиях эволюции, когда происходит значит. сжатие, напр. при образовании нейтронных звёзд, формировании звёзд из протозвёздного облака. При сжатии центробежные силы нарастают быстрее, чем гравитационные, и тормозят сжатие в направлении, перпендикулярном оси В. По-видимому, именно В. определяет, во что превратится сжимающееся протозвёздное облако — в одиночную звезду, кратную систему или звезду с диском. Одиночная звезда может сформироваться только в том случае, если угл. момент облака достаточно мал или отводится в процессе сжатия от центр. частей во внеш. оболочку. В последнем случае вокруг звезды может сформироваться протяжённый газово-пылевой диск, из к-рого образуется планетная система. Наблюдения показывают, что наличие дисков вокруг звёзд на ранних стадиях эволюции — распространённое явление.

Лит.: Боярчук А. А., Копылов И. М., Сводный каталог скоростей вращения 2558 звезд, «Изв. Крым. астрофиз. обсерв.», 1964, т. 31, с. 44; Тассуль Ж.-Л., Теория вращающихся звезд, пер. с англ., М., 1982; Протозвезды и планеты, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; Smith M. A., Beckers J. M., Barden S. C., Rotation among Orion Ic stars: angular momentum loss considerations in pre—main—sequence stars, «Astrophys. J.», 1983, v. 271, p. 237; Protostars and planets, [v.] 2, Tucson (Ariz.), 1985. *Т. В. Рузмайкина.*

ВРАЩЕНИЕ ЗЕМЛИ осевое. Земля вращается вокруг мгновенной оси, проходящей через центр масс и не совпадающей с гл. осью инерции. Угл. скорость В. З. равна $7{,}29211515 \cdot 10^{-5}$ рад/с (на 1900 г.), период В. З. (сутки) $8{,}616409892 \cdot 10^{4}$ с (на 1900 г.). Как угл. скорость, так и положение оси В. З. изменяются со временем. Ось В. З. изменяет своё положение в пространстве как вместе с телом Земли, так и относительно тела Земли.

Перемещение оси В. З. вместе с Землёй. Благодаря наличию экваториальных избытков масс Земли притяжение Луны и Солнца вызывает прецессию оси В. З. вокруг полюса эклиптики (см. *Координаты астрономические*) с периодом $\approx 26\,000$ лет. Это явление, наз. лунно-солнечной прецессией, приводит к движению точки весеннего равноденствия по эклиптике со скоростью $\approx 50''$ в год навстречу годичному движению Солнца и к изменению экваториальных координат небесных тел (географич. координаты пунктов на Земле остаются без изменений). Явление лунно-солнечной прецессии усложняется возмущением орбиты Земли планетами, вследствие чего мгновенная ось эклиптики не остаётся неподвижной в пространстве; вековая часть её перемещения $\approx 47''$ в столетие наз. прецессией от планет.

На прецессионные движения накладываются ещё и т.н. нутационные колебания (см. *Нутация*), вызванные изменением взаимного расположения Луны, Солнца и Земли. Поэтому истинному полюсу мира — точке пересечения мгновенной оси В. З. с небесной сферой — присуща обширная совокупность колебат. движений относительно своего ср. расположения. Осн. колебание истинного полюса мира имеет период, равный периоду перемещения лунных узлов по эклиптике $\approx 18{,}6$ г.

Движение полюсов и неравномерность В. З. Ось В. З. изменяет своё положение также и относительно тела Земли. Это явление наз. движением полюсов.

Теория вращения абсолютно твёрдой Земли предсказывает движение полюсов с периодом ≈ 305 сут. Однако поскольку З. не является абсолютно твёрдым телом, наблюдается удлинение этого периода до 438 сут (т.н. чандлеровский период). Различие свойств коры и ядра Земли приводит к появлению ещё одной гармоники в движении полюсов — почти суточной (с периодом 23 ч 56 мин звёздного времени). Атм. явления, смена времён года, характерное чередование океанов и континентов вызывают также вынужденные колебания полюса с годичным периодом. По совр. наблюдениям, полюс совершает колебания, не выходя из квадрата со стороной ~ 20 м. Подозревается также наличие векового движения оси вращения. Колебания полюса непрерывно изменяют координаты пунктов на Земле (оставляя без изменения экваториальные координаты небесных тел).

Различают периодические, вековые и нерегулярные изменения скорости В. З. Изменения скорости В. З. с годичным периодом связаны в основном с сезонными изменениями момента инерции Земли. В апреле — марте продолжительность суток на $\approx 0{,}002$ с больше, чем в июле — августе. Колебания продолжительности суток с месячным и полумесячным периодами обусловлены приливными изменениями момента инерции Земли. Вековое изменение продолжительности суток на $\approx 0{,}002$ с в столетие связано, по-видимому, с приливным трением и изменением момента инерции Земли, вызванным перемещением масс на поверхности и в недрах Земли. Нерегулярные изменения скорости В. З. разных знаков происходят через неравные промежутки времени от неск. лет до неск. десятилетий. Относит. изменения скорости В. З. $\sim 10^{-8}$. Характер и механизм этих флуктуаций изучены плохо.

Лит.: Подобед В. В., Нестеров В. В., Общая астрометрия, 2 изд., М., 1982. *В. В. Нестеров.*

ВРАЩЕ́НИЕ ПЛО́СКОСТИ ПОЛЯРИЗА́ЦИИ света — объединённая общим феноменологич. проявлением группа эффектов, заключающихся в повороте *плоскости поляризации* поперечной волны в результате взаимодействия с анизотропной средой. Наиб. известностью пользуются эффекты, связанные с В.п.п. света, хотя аналогичные явления наблюдаются и в др. областях спектра эл.-магн. волн (в частности, в СВЧ-диапазоне), а также в акустике, физике элементарных частиц и т. д.

В. п. п. обычно обусловлено различием коэф. преломления среды для двух циркулярно поляризованных (по правому и левому кругу) волн (т.н. циркулярной анизотропией) и описывается в общем случае аксиальным тензором второго ранга, связывающим аксиальный вектор угла поворота φ плоскости поляризации с полярным волновым вектором $\boldsymbol{k}$. В среде, обладающей только циркулярной анизотропией, линейно поляризованная волна может быть разложена на две нормальные циркулярно поляризованные волны равной амплитуды (см. *Нормальные колебания*), разность фаз между к-рыми определяет азимут плоскости поляризации суммарной волны. В однородных средах, обладающих циркулярной анизотропией, угол В. п. п. линейно зависит от длины пути в среде. Циркулярная анизотропия может быть как естественной (спонтанной, присущей среде в невозмущённом состоянии), так и искусственной, индуцированной внеш. воздействием. Во втором случае циркулярная асимметрия может быть обусловлена асимметрией возмущающего воздействия или совокупными симметрийными свойствами среды и возмущения.

Е с т е с т в. циркулярная анизотропия (в оптике — *оптическая активность*, в акустике — акустич. активность) наблюдается лишь в средах, обладающих определ. структурной асимметрией (в частности, в средах, лишённых центра симметрии). В жидкостях и газах соответствующей асимметрией должны обладать атомы или молекулы среды, в кристаллах циркулярная анизотропия может являться следствием структурной асимметрии кристаллич. решётки. В радиодиапазоне эффект В. п. п. может наблюдаться при распространении радиоволн через слой металлич. спиралей, хаотически расположенных в пространстве, но намотанных в одну сторону (напр., все спирали правые).

Естественная циркулярная анизотропия является прямым следствием *дисперсии пространственной*, определяемой зависимостью отклика среды не только от значения волнового поля в заданной точке, но и от его пространственных производных. Параметром, определяющим степень проявления пространственной дисперсии в эффекте В. п. п., служит отношение характерного размера структурной единицы среды — атома, молекулы, элементарной ячейки кристалла и т. д.— к длине волны.

Для сред с естественной циркулярной анизотропией знак В. п. п., определяемый обычно через направление распространения волны (напр., по «правилу буравчика»), не зависит от знака волнового вектора. Поэтому, в частности, инверсия направления распространения света в оптически активной среде приводит к обратной эволюции азимута плоскости поляризации при распространении света в противоположном направлении и суммарный угол В. п. п. после двойного прохода волны через циркулярно-анизотропную среду оказывается равным нулю (в лаб. системе координат).

Среди возмущений, приводящих к появлению и н д у ц и р о в а н н о й ц и р к у л я р н о й анизотропии, наиб. важное место занимает магн. поле. Обладая симметрией аксиального вектора (кругового контура с указанным направлением вращения), магн. поле нарушает циркулярную изотропию среды, что проявляется во В. п. п. при распространении волны вдоль направления намагниченности (*Фарадея эффект*). Знак В. п. п., обусловленного магн. циркулярной анизотропией, определяется направлением приложенного магн. поля и меняется при инверсии направления распространения волны. Поэтому многократное прохождение волны через среду может использоваться для накопления угла магн. В. п. п. Эта особенность применяется при создании т. н. н е в з а и м н ы х э л е м е н т о в (оптич. и микроволновых вентилей), свойства к-рых оказываются существенно различными для волн, распространяющихся в противоположных направлениях. В средах, обладающих спонтанным магн. моментом (ферромагнетиках), магн. В. п. п. может наблюдаться и при отсутствии внеш. поля.

С симметрийной точки зрения, эффекту Фарадея аналогичен эффект В. п. п. в среде, подвергнутой интенсивному облучению циркулярно или эллиптически поляризованным светом (т. н. о б р а т н ы й Фарадея эффект), а также обнаруженный недавно эффект «в р а щ а т е л ь н о г о у в л е ч е н и я э ф и р а» — В.п.п. света, распространяющегося во вращающейся среде.

Важной симметрийной особенностью эффектов В. п. п. в намагниченных и вращающихся средах является инверсия знака эффекта при операции обращения знака времени. Этот факт, на первый взгляд, накладывает запрет на возможность существования электрич. аналога подобных эффектов, т.к. полярный вектор напряжённости электрич. поля нечувствителен к операции инверсии времени. Однако приложение внеш. электрич. поля к циркулярно-асимметричной среде, обладающей электропроводностью, нарушает исходную симметрию системы к операции инверсии времени и такой эффект оказывается возможным.

Следует обратить внимание, что индуцированная циркулярная анизотропия может иметь такую же симметрию, как и естеств. оптич. активность. Напр., «естеств.» оптич. активность приобретают твёрдые изотропные среды, подвергнутые крутильной деформации (см. *Фотоупругость*), а также изотропные среды в любых агрегатных состояниях под действием внеш. электрич. полей специальной «спиральной» конфигурации. В кристаллах определ. классов симметрии возможно возникновение или изменение оптич. активности под действием приложенного однородного электрич. поля (см. *Электрогирация*).

В. п. п. может наблюдаться и при отражении волны от циркулярно-анизотропной среды (напр., *Керра эффект* м а г н и т о о п т и ч е с к и й).

Эффекты В. п. п. могут быть следствием не только циркулярной, но и линейной анизотропии среды. Так, В.п.п. наблюдается при распространении волны в линейно-дихроичной среде (см. *Дихроизм*), линейной двупреломлении, а также при прохождении волны через линейную полуволновую фазовую пластинку. В этих случаях, однако, даже для однородных сред нельзя говорить о линейной зависимости угла В. п. п. от длины пути в среде.

Эффекты В. п. п. света находят применение как в технике, так и в физ. исследованиях структуры и магн. свойств атомных и конденсир. сред. Существующие приборы для измерения углов В. п. п. в оптич. области спектра — *поляриметры* и спектрополяриметры — обладают чувствительностью $\sim 10^{-6}$—10^{-7} град, что позволяет детектировать чрезвычайно малые различия показателей преломления среды для двух циркулярных поляризаций ($\sim 10^{-12}$) и исследовать тончайшие эффекты, приводящие к циркулярной анизотропии среды. Наиб. выразительный пример — исследования оптич. активности атомных систем, обусловленной нарушением чётности при слабых взаимодействиях.

См. также ст. *Гиротропия* и лит. при ней.

В. С. Запасский.

ВРАЩЕ́НИЙ ГРУ́ППА — непрерывная группа преобразований пространства с фиксированной неподвижной точкой (центром вращений), оставляющих неизменным расстояние между двумя произвольными точками; сохраняются также углы между произвольными векторами. Для В. г. принято обозначение $O(n)$, где n — размерность пространства. В дальнейшем речь пойдёт о физически интересной В. г. трёхмерного пространства $O(3)$. Выделяют с о б с т в е н н у ю г р у п п у в р а щ е н и й $SO(3)$, к-рая в дополнение к свойствам, указанным выше, сохраняет ориентацию пространства (координатных осей). Полная В. г. разлагается в прямое произведение собственной В. г. и группы отражений (состоящей всего из двух элементов).

В ряде физ. задач имеет место инвариантность относительно В. г.; такой инвариантностью обладают, напр., *Лапласа уравнение* и однородное *Гельмгольца уравнение*. Инвариантность относительно В.г. приводит к закону сохранения углового момента. Эта величина играет определяющую роль при классификации решений соответствующих ур-ний. Математически В. г. является одной из простейших компактных групп Ли.

Любое собственное трёхмерное вращение определяется заданием трёх непрерывно меняющихся параметров, так что вся группа $SO(3)$ представляет собой трёхмерное многообразие, топологически эквивалентное трёхмерному проективному пространству (трёхмерной сфере с отождествлёнными диаметрально противоположными точками). Группа $O(3)$ состоит из двух связных компонент, каждая из к-рых совпадает с $SO(3)$. В качестве параметров удобно выбрать т.н. *Эйлера углы* φ, θ и ψ.

Связь новых координат со старыми имеет вид

$$x_i' = M_{ik}(\varphi, \theta, \psi)\, x_k, \qquad (*)$$

где

$$M_{ik}(\varphi, \theta, \psi) = g_1(\varphi)\, g_2(\theta)\, g_1(\psi),$$

$$g_1(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi & 0 \\ \sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad g_2(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & -\sin\theta \\ 0 & \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}.$$

При последоват. выполнении двух вращений матрицы M_{ik} перемножаются.

Матрицы M_{ik} образуют одно из представлений В. г., наз. присоединённым. Матрица M_{ik} определяет преобразование при повороте не только самих координат, но и любых векторов: связь компонент вектора в старых координатах и в новых также определяется ф-лой (*). Существуют и др. представления В. г. Простейшее представление — скалярное: скаляры вообще не преобразуются при повороте. Более сложные представления связаны с преобразованием компонент тензоров второго и более высокого рангов. В пространстве дифференцируемых ф-ций $f(\theta, \varphi)$, заданных на поверхности сферы единичного радиуса, базис представлений В. г. образуют *сферические функции.* Преобразование этого базиса при вращениях описывается матрицей представления, элементами которой являются *Вигнера функции.*

В квантовой механике важную роль играют представления, связанные с преобразованием при повороте волновой ф-ции системы с определ. значением углового момента J. Скалярное представление соответствует $J=0$, векторное — случаю $J=1$ (в единицах $\hbar$), $J=2$ соответствует симметричному тензору второго ранга с равным нулю следом и т. д. Представлениями с определ. значением J исчерпываются все возможные представления $SO(3)$.

Часто вводят также представления в виде матриц чётного ранга, связанные с преобразованием при повороте волновых ф-ций систем с полуцелым *спином.* Они не являются настоящими представлениями В.г., т. к. волновая ф-ция при повороте на 2π вокруг нек-рой оси меняет знак. Причина этого в том, что полуцелый спин не описывается последовательно в рамках нерелятивистской квантовой механики, для его описания следует привлекать *Лоренца группу.* Однако в ряде задач, когда все релятивистские явления сводятся к наличию спина, можно рассматривать двузначные представления В.г., где каждому вращению соответствует не одна унитарная матрица, а две, различающиеся знаком матрицы. Двузначным (спинорным) представлениям $SO(3)$ соответствуют истинные представления накрывающей группы $SU(2)$.

Произведение неприводимых представлений В. г. не является неприводимым, но может быть разложено в прямую сумму неприводимых представлений. Коэф. этого разложения (*Клебша — Гордана коэффициенты*) используют в квантовой механике при вычислении матричных элементов разл. операторов и при построении волновых ф-ций составных систем.

Вращение на малый угол можно представить в виде $\hat{M} = 1 + \hat{T}_{12}\varphi_{12} + \hat{T}_{13}\varphi_{13} + \hat{T}_{23}\varphi_{23}$, где $\hat{M}$ — матрица вращения в нек-ром представлении, φ_{mn} — малые углы поворота в трёх независимых плоскостях, а $\hat{T}_{mn}$ — фиксиров. матрицы, к-рые в данном представлении наз. генераторами В. г. В квантовой механике генераторы В. г. имеют наглядный физ. смысл и совпадают с операторами углового момента $\hat{J}$. Некоммутативность В. г. отражается в том факте, что коммутатор $[\hat{J}_m, \hat{J}_n]$ отличен от нуля при $m \neq n$.

Отметим, что в нек-рых физ. задачах находят применение и группы $O(n)$ с $n>3$. Так, группа $O(4)$ оказалась полезной при классификации состояний атома водорода, в теории гравитации интерес представляет связанная с группой $O(5)$ *де Ситтера группа,* при попытках построения единой квантовой теории поля используют В.г. высших размерностей вплоть до $O(32)$.

Лит.: Любарский Г. Я., Теория групп и её применение в физике, М., 1958; Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро З. Я., Представления группы вращений и группы Лоренца и их применения, М., 1958; Юцис А. П., Левинсон И. Б., Ванагас В. В., Математический аппарат теории момента количества движения, Вильнюс, 1960; Петрашень М. И., Трифонов Е. Д., Применение теории групп в квантовой механике, М., 1967. *А. В. Смилга.*

ВРАЩЕНИЯ ОБРАЗЦА МЕТОД — один из методов *рентгеновского структурного анализа.*

ВРЕМЕНИ ОБРАЩЕНИЕ — см. *Обращение времени.*

ВРЕМЕНИПОДОБНЫЙ ВЕКТОР — четырёхмерный вектор в пространстве-времени спец. теории относительности (*Минковского пространстве-времени*), квадрат временной компоненты к-рого больше суммы квадратов пространственных компонент. Квадрат длины В.в. (A) в метрике Минковского положителен:

$$(A)^2 = A^\mu A_\mu = (A^0)^2 - (A^1)^2 - (A^2)^2 - (A^3)^2.$$

Здесь A^0 — временная, A^1, A^2, A^3 — пространственные компоненты ($\mu = 0, 1, 2, 3$). С помощью *Лоренца преобразований* последние могут быть обращены в нуль, т. е. существует система отсчёта, в к-рой данный В. в. характеризуется единственной, временной компонентой $A^{0\prime}$. Поскольку величина $(A)^2$ инвариантна при преобразованиях Лоренца, $A^{0\prime} = \sqrt{(A)^2}$. Очевидно, любой В. в. остаётся времениподобным при переходе в произвольно движущуюся инерциальную систему отсчёта.

Важным примером В. в. в релятивистской механике является вектор четырёхмерной скорости частицы с ненулевой массой покоя: $u^\mu = dx^\mu/ds$ — касат. вектор к *мировой линии* $x^\mu(s)$ частицы (s — *интервал*). Этот вектор в метрике Минковского имеет единичную длину, $u^2 = 1$, а система отсчёта, в к-рой его пространственные компоненты равны нулю, является системой покоя частицы (*собственной системой отсчёта*). В этой системе направление u^μ совпадает с направлением оси времени. С В. в. u^μ связан соотношением пропорциональности другой В. в. — четырёхмерный импульс $p^\mu = mu^\mu$ (m — масса частицы; используется система единиц, в к-рой скорость света $c=1$). Временная компонента этого вектора равна полной энергии $\mathscr{E}$ частицы с учётом энергии покоя, $p^2 = p^\mu p_\mu = \mathscr{E}^2 - \boldsymbol{p}^2 = m^2$ ($\boldsymbol{p}$ — трёхмерный импульс).

В пространстве-времени Минковского времениподобным будет любой вектор, лежащий внутри *светового конуса,* вершина к-рого совмещена с его началом. Такой В. в. соединяет точки, отвечающие событиям, к-рые могут быть причинно связаны между собой. Соответствующий интервал (длина этого вектора) также наз. времениподобным. *Д. В. Гальцов.*

ВРЕМЕННОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — см. *Прочности предел.*

ВРЕМЯ — форма существования материи, выражающая порядок изменения объектов и явлений действительности. См. *Пространство и время.*

ВРЕМЯ ВОЗВРАТА — промежуток времени, требующийся для возвращения замкнутой системы в первоначальное состояние. Согласно *Пуанкаре теореме,* стационарное движение консервативной механич. системы квазипериодично, т. е. по истечении нек-рого промежутка времени, наз. В.в., система вернётся с какой угодно степенью точности в своё первонач. положение.

ВРЕМЯ ЖИЗНИ нестабильного состояния квантовомеханической системы — время, в течение к-рого вероятность обнаружить систему в данном состоянии уменьшается в e раз. В. ж. характеризует скорость перехода квантовомеханич. системы из данного во все др. состояния. Обычно поятие В. ж. используют для описания квазистационарных состояний системы, к-рые относительно медленно распадаются под влиянием внеш. воздействий. Напр., квазистационарными являются состояния электронов в изолир. проводнике во внеш. электрич. поле. Распад этих состояний приводит к вылету электронов из вещества (см. *Автоэлектронная эмиссия*).

Квазистационарное состояние может возникнуть в результате столкновений частиц при определ. значении энергии их относит. движения $\mathscr{E}_0$. Образование такой связанной системы сталкивающихся частиц сопровождается резким резонансным увеличением сечения рассеяния при энергиях $\mathscr{E}$, близких к $\mathscr{E}_0$. В.ж. возникающего при этом квазистационарного состояния связано с шириной энергетич. интервала $\Gamma\sim\mathscr{E}-\mathscr{E}_0$, в к-ром зависимость сечения рассеяния от энергии имеет резонансный характер, соотношением:

$$\tau\sim\hbar/\Gamma.$$

Так, при взаимодействии нейтронов с $\mathscr{E}_0\sim100$ эВ с атомными ядрами $\Gamma\sim1-10$ эВ, что соответствует В.ж. квазистационарного состояния ядро + нейтрон $\tau\sim10^{-17}$ с.

Наиб. характерно существование нестабильных состояний для ядерной физики и физики элементарных частиц. Так, свободный нейтрон под влиянием слабого взаимодействия распадается со временем жизни $\tau\sim$ $\sim15,3$ мин. Самые короткоживущие частицы — т.н. резонансы — имеют $\tau\sim10^{-22}-10^{-24}$ с. В ядерной физике В.ж. связано с периодом полураспада $T_{1/2}$ и постоянной распада λ:

$$\tau=T_{1/2}/\ln 2=1/\lambda$$

и изменяется в широких пределах. Напр., ядро ^{212}Po имеет $\tau\sim3\cdot10^{-7}$ с, ядро ^{238}U $\tau\sim4,49\cdot10^{9}$ лет.

Возбуждённые состояния атомов и молекул нестабильны по отношению к эл.-магн. взаимодействию. Их В.ж. (т.н. В.ж. на уровне) являются важными характеристиками уровней энергии и связаны с *шириной спектральных линий*.

Нестабильными являются также возбуждённые состояния квазичастиц (электронов, фононов и т.д.) в конденсир. среде или плазме. В.ж. квазичастиц зависит от их взаимодействия между собой наличия примесей, темп-ры; напр., для электронов и дырок в полупроводниках В.ж. изменяется в пределах от 10^{-9} с до многих часов.

Лит.: Гольдбергер М., Ватсон К., Теория столкновений, пер. с англ., М., 1967, гл. 8. *С. П. Дударев.*

ВРЕ́МЯ ЗАТУХА́НИЯ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИИ — один из важнейших параметров люминесценции, время, в течение к-рого интенсивность свечения уменьшается в e раз. Наличие В.з.л. отделяет люминесценцию от процессов рассеяния. В.з.л. определяется процессами релаксации энергии в люминесцирующем веществе, зависит от времени жизни возбуждённого состояния и варьируется от 10^{-9} с для разрешённых переходов до неск. часов для сильно запрещённых переходов. В.з.л. зависит также от внеш. условий (темп-ры, концентраций люминесцирующих молекул или примесей), к-рые могут увеличить вероятность безызлучат. переходов. При этом одновременно с уменьшением В.з.л. уменьшается и квантовый *выход люминесценции*.

Учёт В.з.л. необходим при практич. использовании люминесцирующих веществ для люминесцентного анализа с временны́м разрешением, в качестве индикаторов электронно-лучевых приборов и светосоставов временно́го действия и т.н. Изучение кинетики затухания люминесценции — один из осн. методов исследования передачи и преобразования энергии в веществе в различных физ., хим и биол. процессах.

Лит. см. при ст. *Люминесценция.* *Э. Г. Свириденков.*

ВРЕ́МЯ КОГЕРЕ́НТНОСТИ — характерное время спадания корреляций излучения. По порядку величины В.к. равно ширине ф-ции когерентности $\Gamma(\tau)$ по аргументу τ, описывающему временну́ю задержку (см. *Когерентность*). Количественно В.к. можно определить, напр., как

$$\Delta\tau=\left\{\int\tau^n|\Gamma(\tau)|\,d\tau\Big/\int|\Gamma(\tau)|\,d\tau\right\}^{1/n},\qquad(*)$$

где $\Gamma(\tau)=\langle V(t+\tau)V^*(t)\rangle$ — ф-ция когерентности комплексного возмущения $V(t)$, описывающего стационарное излучение в момент времени t, * означает комплексное сопряжение. При разных $n=2, 4, 6, \ldots$ ф-ла (*) даёт разные определения В.к.

Для случая свободного излучения, распространяющегося со скоростью c, произведение В.к. на c даёт длину когерентности $l=c\Delta\tau$, к-рая ограничивает величину оптич. разности хода пучков, способных интерферировать друг с другом. В.к. связано с эффективной шириной спектра излучения $\Delta\omega$ соотношением неопределённостей $\Delta\omega\Delta\tau\gtrsim1$.

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

ВРЕ́МЯ РЕЛАКСА́ЦИИ — характеристика процесса установления *равновесия термодинамического* в макроскопич. физ. системе. За В.р. τ отклонение к.-л. параметра системы от равновесного значения уменьшается в e раз (e — основание натуральных логарифмов). Подробнее см. *Релаксация.*

ВСЕЛЕ́ННАЯ — вся окружающая нас часть материального мира, доступная наблюдению. Такое определение В. соответствует употреблению этого термина в совр. физ. и астрономич. науч. лит-ре; оно более конкретно по содержанию, чем старое определение В. как всего объективно существующего мира. В. содержит разнообразные типы объектов, различающихся размерами и массой,— от *элементарных частиц, атомов* и *молекул* в малых масштабах до планет, *звёзд, галактик, скоплений галактик* и дисперсного вещества (газа, пыли) в больших масштабах, а также физ. поля (гравитационное, электромагнитное и др.). Совр. естествознание рассматривает В. как один из конкретных объектов науч. исследования, единственным специфич. свойством к-рого является его единичность, уникальность. Для изучения В. и её свойств используется обычная методология, принятая в естеств. науках, хотя во В. существуют условия и протекают процессы, недоступные для земных лабораторий. При этом важнейшим постулатом является принцип, что фундам. законы природы (в частности, законы физики), установленные и проверенные в лаб. экспериментах на Земле, остаются верными для всей В. и все явления, наблюдаемые во В., могут быть объяснены на основе этих законов. Раздел физики и астрономии, занимающийся изучением В. как целого, наз *космологией*. В прошлом неоднократно возникали дискуссии о том, могут ли такие физ. св-ва В., как конечность или бесконечность её временно́го существования и пространственного объёма, быть выведены из общефилософских соображений без использования данных наблюдений и конкретных физ. теорий. В настоящее время общепризнано, что ответ на этот вопрос является отрицательным. Поскольку В. не обязательно исчерпывает собой весь объективно существующий материальный мир, допустима гипотеза о существовании др. вселенных. Эти вселенные рассматриваются пока чисто умозрительно, они могут быть либо всегда отъединёнными от нашей В., либо иметь общее с ней происхождение от одной первичной правселенной. Последняя возможность реализуется, напр., в нек-рых вариантах модели *раздувающейся Вселенной*.

Основные характеристики современной Вселенной. 1. Расширение В. Все галактики, за исключением нескольких самых близких к нашей Галактике, удаляются от неё (и друг от друга) со скоростями, к-рые на расстояниях $R\gtrsim10$ Мпк$=3\cdot10^{25}$ см с большой точностью удовлетворяют *Хаббла закону* $v=HR$ (скорость определяется по доплеровскому смещению спектральных линий в спектрах галактик). Величина H зависит только от времени. Её значение в настоящий момент времени H_0 наз. постоянной Хаббла и, по совр. данным, находится в пределах $H_0 \approx (50-100)$ км/(с·Мпк) $\approx (1{,}6-3{,}2)\cdot 10^{-18}$ с$^{-1}$ (точность проверки закона Хаббла $v \sim R$ значительно выше, чем точность определения коэф. пропорциональности H_0). Закон Хаббла относится к нерелятивистскому пределу ($v \ll c$), при $v \sim c$ он видоизменяется таким образом, что скорость удаления не превышает скорости света (доплеровское *красное смещение* z остаётся конечным). Наиболее удалённые от нас видимые объекты — *квазары* — обладают значениями красного смещения до $z \approx 4$, что отвечает расстоянию более 5000 Мпк. Поверхность, соответствующая бесконечному z, наз. совр. космологическим горизонтом. Радиус горизонта совпадает с расстоянием, к-рое свет проходит за время расширения В. от *сингулярности космологической*; по порядку величины $R \sim c/H_0$, точное значение R зависит от конкретной космологической модели. Горизонт представляет собой границу наблюдаемой в настоящий момент части В. С течением времени космологич. горизонт расширяется. Постоянная Хаббла H_0 определяет также возраст В. (отсчитанный от космологич. сингулярности) $t_0 \sim H_0^{-1}$. Особую роль в космологии играет т. н. критическая плотность $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ (от соотношения с ней плотности ρ вещества В. зависит, в частности, судьба В. в будущем). При значениях $H_0 = 50$ км/(с·Мпк) и $\rho = \rho_c = 4{,}7\cdot 10^{-30}$ г/см^3 радиус горизонта $R_h = 2c/H_0 \approx \approx 12000$ Мпк $\approx 4\cdot 10^{28}$ см, а возраст В. $t_0 = 2/(3H_0) \approx \approx 13$ млрд. лет.

2. Плотность вещества во В. резко падает при переходе от малых масштабов к большим: от громадных значений $\rho \sim 10^{14}$ г/см^3 в атомных ядрах (а также в нейтронных звёздах) до $\rho \sim 1$ г/см^3 на планетах и звёздах главной последовательности, $\rho \sim \sim 10^{-24}$ г/см^3 в Галактике и $\rho \sim \rho_c$ в размере всей видимой части В. В космологии плотность вещества выражают обычно в долях от ρ_c: $\Omega = \rho/\rho_c$. Оценки кол-ва «светящегося» вещества (звёзд и газа в галактиках) дают $\Omega \approx 0{,}01-0{,}02$. В то же время из результатов измерений «вириальной» массы групп и скоплений галактик (т.е. массы, вычисленной по средней относительной скорости галактик с помощью *вириала теоремы*) следует, что $\Omega \approx 0{,}1-0{,}3$. Различие между этими числами составляет суть проблемы *скрытой массы* (т. е. тёмного, несветящегося вещества) во В. Физ. природа скрытой массы ещё не определена. Совр. данные не позволяют исключить существование к.-л. вида материи во В., к-рый не концентрируется вокруг галактик и их скоплений и пространственное распределение к-рого однородно на масштабах $\leqslant 10$ Мпк. Существуют довольно слабые ограничения сверху на величину полной плотности массы-энергии вещества во В., вытекающие из условия, что возраст В. должен быть больше возраста Земли или к.-л. др. объекта во В. (напр., *шарового звёздного скопления*). Ни один из этих пределов не противоречит значению $\Omega = 1$, выделенному в модели раздувающейся В.

3. Химический состав вещества во Вселенной. Видимое вещество во В. состоит в осн. из водорода (80—70% по массе) и гелия ^{4}He (20—30% соответственно). Остальных хим. элементов значительно меньше; их распространённость согласуется с теоретич. концепцией, согласно к-рой вещество во В. до образования звёзд представляло собой водород и ^{4}He в указанной пропорции с малой примесью ^{2}H, ^{3}He и Li, а все более тяжёлые элементы образовались в звёздах (см. *Нуклеосинтез*, *Распространённость элементов*). Во В. не обнаружено заметного кол-ва антивещества (за исключением малой доли антипротонов в *космических лучах*; эти антипротоны, по-видимому, возникли в нашей Галактике). Т. о., В. является несимметричной по барионному заряду (вещество преобладает над антивеществом, см. *Барионная асимметрия Вселенной*).

4. Реликтовое излучение (*микроволновое фоновое излучение*). В. заполнена эл.-магн. излучением с чернотельным спектром и темп-рой $T = 2{,}7$ К (см. *Планка закон излучения*). Его плотность энергии в долях критической $\Omega_\gamma = \varepsilon_\gamma/(\rho_c \cdot c^2) \approx 10^{-4}$ при $H_0 = 50$ км/(с·Мпк). Реликтовое излучение не могло быть произведено звёздами, оно осталось от ранних стадий эволюции В.— отсюда его название. Реликтовое излучение с большой точностью изотропно: его темп-ра не зависит от направления. Наблюдается анизотропия темп-ры реликтового излучения дипольного типа с относит. амплитудой $|\Delta T/T| \sim 10^{-3}$. Её можно полностью приписать движению Солнечной системы со скоростью $v \approx 400$ км/с относительно космологически выделенной инерциальной системы отсчёта, в к-рой реликтовое излучение в среднем покоится. Наблюдаются также сезонные вариации амплитуды дипольной анизотропии, соответствующие изменению скорости ± 30 км/с, к-рые вызваны вращением Земли вокруг Солнца (это даёт своеобразное новое «космологическое» доказательство правильности гелиоцентрич. системы Коперника). После исключения дипольного компонента анизотропия темп-ры реликтового излучения не обнаруживается на уровне $|\Delta T/T| \approx 3\cdot 10^{-5}$, соответствующем чувствительности совр. измерений. Совр. теории образования галактик и крупномасштабной структуры Вселенной предсказывают, однако, что недипольная анизотропия должна существовать на более низком уровне ($\sim 10^{-5}$).

5. Однородность, изотропия и структурность В. Из изотропии реликтового излучения с точностью выше 10^{-4} вытекает, что В. однородна и изотропна с такой же точностью в масштабе совр. горизонта $\sim 10^4 \cdot h_0^{-1}$ Мпк, где $h_0 = H_0/[50$ км/(с·Мпк)]. Это подтверждается также малостью отклонений от закона Хаббла для объектов на больших расстояниях и изотропным распределением удалённых радиоисточников по небу. В. остаётся однородной и изотропной на расстояниях $(10^4-300)\cdot h_0^{-1}$ Мпк, но с меньшей точностью. В. обладает заметно выраженной ячеисто-сетчатой структурой в масштабах $\leqslant 100 h_0^{-1}$ Мпк. Эта структура состоит из групп и скоплений галактик, образующих вытянутые «нити» — филаменты, к-рые пересекаются между собой и создают связную трёхмерную сетку. В местах пересечения филаментов, как правило, располагаются богатые скопления галактик. Между филаментами находятся дыры — области, в к-рых практически нет нормальных галактик. Ср. размер дыр $\approx 50 h_0^{-1}$ Мпк, ср. толщина филаментов $\approx 10 h_0^{-1}$ Мпк. Существование ячеисто-сетчатой структуры удаётся объяснить (пока в качественном виде) в рамках фридмановской модели В. с *адиабатическими флуктуациями* плотности вещества.

Прошлое Вселенной. Динамика В. как целого определяется гравитац. взаимодействием тел (см. *Тяготение*) и описывается ур-ниями общей теории относительности (ОТО). Это вызвано тем, что гравитац. взаимодействие является единственным, к-рое не экранируется и не насыщается (а наоборот, усиливается) с увеличением кол-ва вещества, в результате чего оно доминирует над др. взаимодействиями в достаточно больших масштабах. Из однородности и изотропии В. в больших масштабах следует, что в этих масштабах она хорошо аппроксимируется моделью Фридмана с малыми возмущениями однородности (см. *Космологические модели*). Оценку степени однородности В. в меньших масштабах можно получить косвенным образом из факта отсутствия значит. кол-ва первичных *чёрных дыр* (если они вообще существуют во В., то ср. плотность их массы должна быть существенно меньше критической). Из этого вытекает, что в недавнем прошлом В. была однородной и изотропной в меньших масштабах. Осн. качественные выводы, следующие из анализа фридмановской модели В.: а) В. нестационарна (она расширяется), плотности энергии вещества и излучения монотонно падают с течением времени (с расширением В.); б) в прошлом плотность энергии излучения значительно превосходила плотность энергии вещества, темп-ра В. была высокой (см. *Горячей Вселенной теория*); в) при темп-ре $T\sim10^9$ К во В. происходил нуклеосинтез, в результате к-рого выработался указанный выше первичный хим. состав вещества во В.; г) если не учитывать квантово-гравитац. эффектов (см. *Квантовая теория гравитации*), то в нек-рый ещё более ранний момент времени во В. должна была иметь место космологич. сингулярность, при этом плотность вещества и излучения была бесконечной. Однако уже при конечной, хотя и громадной плотности массы-энергии $\varepsilon/c^2\sim c^5/G^2\hbar\sim10^{94}$ г/см^3 классич. представления о пространстве и времени (в частности, понятие эволюции со временем) теряют смысл, а общая теория относительности, на основании к-рой строятся космологич. модели, становится неприменимой. Этот момент, разделяющий квантовое и классич. пространство-время, иногда условно наз. «началом» или «рождением» нашей В. (разумеется, он ни в каком смысле не является началом для всего материального мира). Начальную стадию расширения В., когда плотности энергии вещества и излучения, а также темп-ра были высоки, наз. иногда Большим Взрывом.

Поведение В. вблизи сингулярности во многом определяет её совр. свойства. В частности, именно вблизи сингулярности формируются флуктуации (отклонения В. от однородности и изотропии), к-рые ответственны за образование галактик и крупномасштабной структуры В. и приводят к возникновению угл. анизотропии темп-ры реликтового излучения (см. *Первичные флуктуации в горячей В.*). В модели раздувающейся В. спектр первичных флуктуаций удаётся выразить через фундам. физ. постоянные — параметры квантовой теории всех полей, включая гравитационное. Топология трёхмерного пространственного сечения В. также определяется начальными условиями вблизи сингулярности и не изменяется в ходе дальнейшего расширения В. (см. *Топология Вселенной*). Наконец, изучение прошлого В. позволяет получить важную, хотя и косвенную информацию о свойствах *элементарных частиц*, в т. ч. слабовзаимодействующих, при энергиях вплоть до планковской $\sim10^{19}$ ГэВ (такие энергии недостижимы в земных условиях).

Будущее Вселенной. Ур-ния ОТО дают возможность, в принципе, рассчитать эволюцию В. в будущем. Во фридмановских моделях В. существуют две альтернативы: либо вечное расширение В. с неограниченным уменьшением ср. плотности вещества, если $\Omega\leqslant1$; либо, если $\Omega>1$ и нет положительной *космологической постоянной*, смена в будущем расширения В. сжатием, к-рое оканчивается сингулярностью. Ввиду неопределённости в оценке Ω, вызванной гл. обр. наличием скрытой массы и трудностью определения плотности энергии однородной компоненты материи во В., отличной от реликтового излучения, в настоящее время нельзя точно предсказать судьбу В. вплоть до сколь угодно больших времён. Однако вполне возможны предсказания на конечные времена; напр., если принять, что постоянная Хаббла $H_0\geqslant50$ км/(с·Мпк), а возраст В. $t_0\geqslant10$ млрд. лет (что, вероятно, имеет место), и исключить экзотич. гипотезы вроде существования отрицат. энергии вакуума (отрицат. космологич. постоянной), то расширение В. будет продолжаться ещё не менее 20 млрд. лет, что существенно превышает срок активной жизни звёзд главной последовательности, в т. ч. Солнца.

Принцип Коперника и антропологический принцип в изучении В. Со времён Коперника в астрономии и космологии с успехом применялся методологич. принцип, согласно к-рому наше положение во В. не является центральным, выделенным. Этот т. н. принцип Коперника, или космологич. принцип, позволил сделать громадный скачок в познании В. от системы Птолемея до модели Фридмана. Однако его не следует абсолютизировать. Уже в данном выше определении В., выделяющем её среди всего материального мира, существ. роль играет субъект наблюдения — человечество. Утверждение, что при интерпретации всех наблюдений необходимо, в принципе, учитывать факт существования наблюдателя как одно из внешних условий, составляет содержание антропологич. принципа. Различают слабый и сильный варианты антропологич. принципа в космологии. Суть первого из них заключается в том, что наше положение во В. (как во времени, так и в пространстве) всё же является привилегированным в том смысле, что оно должно быть совместимым с нашим существованием в качестве наблюдателей. Слабый антропологич. принцип позволяет делать конкретные и проверяемые предсказания. Напр., совр. возраст В. t_0 можно приближённо предсказать до измерения постоянной Хаббла, если учесть, что существование жизни на Земле связано с притоком энергии от Солнца, и принять, что время жизни типичной звезды на главной последовательности (Солнца) $t_1\sim t_0$ (время t_1 выражается через фундам. физ. постоянные и оказывается $\sim10^{18}$ с, т. е. 10^{10} лет). Согласно сильному антропологич. принципу, сама В., законы физики, к-рыми она управляется, и её фундам. параметры должны быть такими, чтобы в ней на нек-ром этапе эволюции допускалось существование наблюдателей (человечества).

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; Космология. Теории и наблюдения, под ред. Я. Б. Зельдовича, И. Д. Новикова, пер. с англ., М., 1978; Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, М., 1979; Крупномасштабная структура Вселенной, под ред. М. Лонгейра, Я. Эйнасто, пер. с англ., М., 1981.

А. А. Старобинский.

ВСЕМИ́РНОГО ТЯГОТЕ́НИЯ ЗАКО́Н — закон тяготения Ньютона в нерелятивистской механике, согласно к-рому сила гравитац. притяжения двух тел с массами m_1 и m_2 обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними:

$$F=G\,\frac{m_1m_2}{r^2}\,. \tag{1}$$

Здесь G — гравитац. постоянная, значение к-рой, определяемое из эксперимента, равно $G=6{,}67\times10^{-8}$ см^{3}г$^{-1}$с$^{-2}$. Закон сформулирован И. Ньютоном (I. Newton) в кон. 60-х гг. 17 в. (опубликован в 1687). В более общем смысле В. т. з. — универсальное свойство материи создавать гравитац. поле и испытывать на себе действие гравитац. полей.

В рамках ньютоновского В. т. з. гравитац. поле может быть описано с помощью скалярного потенциала φ, при этом сила $\boldsymbol{F}$, действующая на пробную частицу массы m, равна

$$\boldsymbol{F}=-m\,\mathrm{grad}\,\varphi. \tag{2}$$

Потенциал φ удовлетворяет ур-нию Пуассона:

$$\Delta\varphi=4\pi G\mu, \tag{3}$$

где μ — плотность масс источника гравитац. поля, $\Delta=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2+\partial^2/\partial z^2$ — оператор Лапласа.

Гравитац. поле, создаваемое центрально-симметричным распределением масс, вне этого распределения совпадает с полем точечной массы, равной полной массе M объекта и расположенной в центре симметрии:

$$\varphi=-\frac{GM}{r}\,. \tag{4}$$

Поскольку сила (2), действующая на пробное тело, пропорциональна его массе, то приобретаемое телом ускорение зависит лишь от гравитац. потенциала:

$$\boldsymbol{a}=-\mathrm{grad}\,\varphi, \tag{5}$$

т. е. тела разл. массы движутся в гравитац. поле по одинаковым траекториям при совпадении нач. условий. Этот вывод о равенстве инертной и гравитац. масс, с высокой точностью подтверждённый экспериментально, лежит в основе и релятивистской теории тяготения — общей теории относительности (ОТО).

В релятивистской теории поле тяготения уже не может быть описано скалярным потенциалом. Причина состоит в том, что скалярное поле по-разному взаимодействует с нерелятивистскими частицами ненулевой массы покоя и с безмассовыми частицами (напр., фотонами), в то время как из наблюдений следует одинаковый характер зависимости потенц. энергии этих частиц во внеш. гравитац. поле массивного тела: $U \sim 1/r$. Если бы гравитац. поле описывалось скалярным потенциалом, то отклонение фотона в поле Солнца зависело бы от поляризации и убывало бы обратно пропорционально кубу расстояния, тогда как наблюдаемое значение угла отклонения не зависит от поляризации и обратно пропорционально первой степени прицельного параметра. Гравитац. поле не может быть и компонентой векторного поля, т. к. из электродинамики, являющейся теорией векторного поля, следует взаимное отталкивание частиц одного заряда (роль к-рого в данном случае играла бы масса). Наконец, можно показать, что поля тензорной размерности, равной трём и выше, вообще не могут давать отличной от нуля силы взаимодействия в статич. пределе. Поскольку спинорные поля, подчиняющиеся статистике Ферми — Дирака, не могут приводить к дальнодействующим силам, можно придти к выводу, что релятивистское гравитац. поле должно описываться тензором второго ранга. Существенно, что теория тензорного безмассового поля, взаимодействующего с материей, построенная на основе общих принципов квантовой теории поля, в классич. пределе оказывается совпадающей с ОТО, найденной А. Эйнштейном из эвристич. соображений [2].

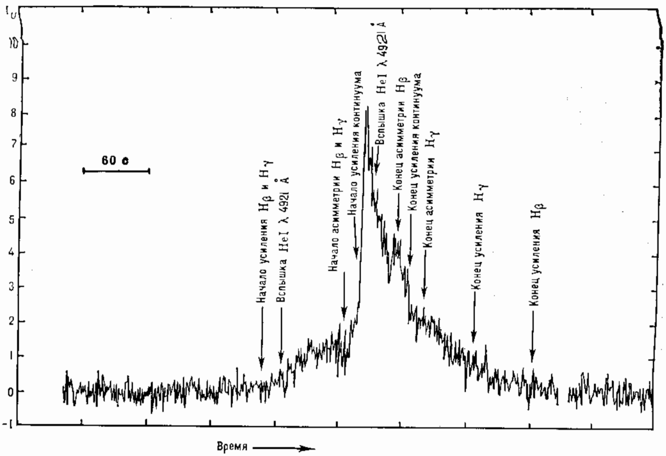
В. т. з. в контексте ОТО следует понимать как свойство универсальности *гравитационного взаимодействия*, выражающееся в том, что *константа взаимодействия* гравитац. поля со всеми физ. полями (в т. ч. и гравитационным) одна и та же. Это приводит к возможности полной геометризации теории, в к-рой действие гравитационного поля фактически заменяется воздействием геометрии пространства-времени на материю, а роль гравитац. потенциалов выполняют компоненты *метрического тензора* соответствующего псевдориманова пространства-времени (см. *Тяготение*).

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; 2) Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975.

Д. В. Гальцов.

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЁЗДЫ — *переменные звёзды*, резко и непериодически изменяющие свой блеск. Иногда термином «В. з.» обозначают все эволюционно молодые переменные звёзды, по чаще — это синоним переменных типа UV Кита.

Первая В. з. зарегистрирована в 1924, систематич. исследования В.з. ведутся с кон. 40-х гг. Известно ок. 100 В.з. в галактич. окрестностях Солнца и ок. 1300 в ближайших *звёздных скоплениях* — Плеядах, Яслях, Гиадах, Орионе и др. Значит. число В. з. входит в состав двойных звёзд. По-видимому, В.з. составляют бóльшую долю звёзд Галактики.



Вспышка звезды UV Кита 14 октября 1972. На кривой блеска (в УФ-лучах) указано развитие спектральных особенностей вспышки.

В. з. имеют низкую светимость: это карликовые звёзды с абс. визуальной величиной от 5 до 19^m, поэтому лишь ближайшие из них доступны для детального изучения. Среди известных В. з. встречаются звёзды *спектральных классов* от G до M, но большинство В. з.— это *красные карлики* поздних подклассов M. Радиусы В. з. составляют от 0,1 до 0,8 $R_\odot$ (радиусов Солнца), массы — от 0,06 до 0,6 $M_\odot$ (масс Солнца). Полная энергия регистрируемого оптич. излучения при сильных вспышках достигает 10^{36} эрг (10^{29} Дж), при самых слабых $\sim 10^{28}$ эрг.

Вспышки распределены во времени случайным образом со ср. интервалами от часов до десятков суток у разных В. з. Слабые вспышки происходят чаще, но в редких мощных вспышках обычно содержится бóльшая часть энергии вспышечного излучения звезды. Суммарная энергия оптич. излучения вспышек составляет $\lesssim 1\%$ стационарного оптич. излучения фотосферы звезды. Блеск В. з. во время самых сильных вспышек возрастает в сотни раз в УФ-лучах и в десятки раз в сине-зелёной области спектра. В фазе быстрого возгорания сильной вспышки (рис.) в синей и в УФ-областях спектра появляется интенсивное непрерывное излучение, к-рое может полностью «залить» линейчатый спектр В. з. Помимо оптич. излучения, вспышки звёзд UV Кита дают всплески радио- и рентг. излучений, причём последнее сравнимо по энергии с излучением в оптич. диапазоне.

К характерным особенностям В. з. относится также наличие мощных хромосфер, корон и пятнистых фотосфер. Хромосферы проявляют себя в интенсивном излучении в линиях H, CaII и MgII, короны — в рентг. излучении, наблюдаемом между вспышками. Пятнистость фотосфер обнаружена по колебаниям блеска малой амплитуды (десятые и сотые доли звёздной величины) с периодами в неск. дней. У нескольких В. з. обнаружены циклы активности, аналогичные 11-летнему солнечному циклу.

Совокупность наблюдений вспышек звёзд типа UV Кита укладывается в схему, согласно к-рой над поверхностью этих холодных звёзд внезапно появляется область горячего, ионизованного и быстровысвечивающегося газа. Электронная темп-ра и концентрация горячего газа близки к соответств. величинам во вспышках на Солнце, а скорости внутр. движений газа не превышают неск. сотен км/с. Возмущения, вызванные вспышкой, охватывают звёздную атмосферу по всей высоте — от фотосферы до короны (см. *Вспышка на Солнце*).

Отличие звёздных вспышек от солнечных количественное: В. з. при мощных вспышках излучают на 2—4 порядка величины больше энергии, в ср. звёздные вспышки более скоротечны, плотности хромосферы и короны В. з. выше и вспышки охватывают бо́льшую часть поверхности, чем на Солнце. В конечном счёте солнечную активность и активность В. з. определяют конвекция и связанные с движущимся веществом магн. поля (конвективные зоны у В. з. глубже, чем у Солнца, а энергия магн. полей выше). Исследования показали, что возраст известных В. з. от 10^5 до 10^{10} лет, причём с возрастом вспышечная активность звезды ослабевает. Абс. максимум вспышечной активности приходится на звёзды спектрального класса K.

Лит.: Гершберг Р. Е., Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978; Вспыхивающие звезды и родственные объекты, Ер., 1986. *Р. Е. Гершберг.*

ВСПЫШКА НА СО́ЛНЦЕ — нестационарный процесс в атмосфере *Солнца*, представляющий собой самое мощное из всех проявлений *солнечной активности*. В больших В. н. С. выделение энергии достигает

Рис. 1. Солнечная вспышка, наблюдаемая в виде двух лент в водородной линии H_α. Штриховой линией отмечена нейтральная линия фотосферного магнитного поля (линия, на которой нормальный к поверхности Солнца компонент магнитного поля равен нулю).

$(1—3) \cdot 10^{32}$ эрг за время порядка 10^3 с, что соответствует ср. мощности $(1—3) \cdot 10^{29}$ эрг$\cdot$с$^{-1}$. В отд. моменты времени энерговыделение может в неск. раз превышать указанные значения. Осн. часть энергии вспышки выделяется в виде выбросов плазмы, движущихся в солнечной короне и межпланетном пространстве со скоростями до 1000 км$\cdot$с$^{-1}$, потоков ускоренных до гигантских энергий частиц, жёсткого эл.-магн. излучения. Обычно мощная вспышка наблюдается как увеличение яркости участка хромосферы Солнца, в свете хромосферных линий, к-рое охватывает большую площадь (иногда до 10^{-3} площади видимой полусферы Солнца) в виде двух вспышечных лент (рис. 1). Как правило, эти ленты расположены в областях магн. полей противоположной полярности. В. н. С., если иметь в виду её гл. процесс, представляет собой специфически корональное, а не хромосферное явление. Это следует уже из относительно большой ($\geqslant$90% полного излучения) роли рентг. и УФ-излучения вспышки. Оптич. излучение скорее всего возникает как вторичный эффект вдали от сердцевины вспышки, гл. обр. в основаниях рентг. и УФ-петель. Эти петли и являются наблюдаемой частью источника энергии вспышки.

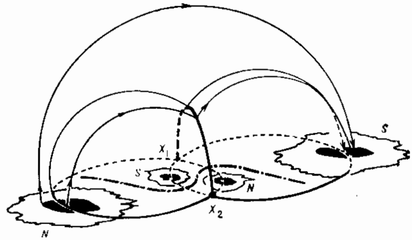


Рис. 2. Модель магнитного поля для четырёх пятен попарно противоположной полярности. Магнитные потоки разделены граничной поверхностью, состоящей из двух куполов. Каждый из этих куполов опирается на замкнутую граничную линию в фотосфере. Купола пересекаются в пространстве по предельной силовой линии (жирная линия) и делят пространство на четыре области, а магнитное поле соответственно на четыре независимых потока. Предельная силовая линия является общей для этих потоков. Она спускается к фотосфере в нулевых точках X_1 и X_2. Штрихпунктиром отмечена нейтральная линия фотосферного магнитного поля.

Базирующиеся на наблюдат. данных теоретич. модели свидетельствуют в пользу предположения, что главный вспышечный процесс обусловлен накоплением свободной магнитной энергии в верх. хромосфере и ниж. короне. Под свободной здесь понимается магн. энергия, избыточная по сравнению с энергией потенц. поля, имеющего те же источники в фотосфере. Возникновение такого избытка может осуществляться разл. путями. Один из них, напр., такой. Медленные движения источников (токов) под фотосферой непрерывно изменяют магнитное поле в атмосфере Солнца. В нек-рый момент оно может стать достаточно сложным — будет содержать т. н. предельную силовую линию (рис. 2). Эта линия — важная топологич. особенность поля, поскольку она является общей для взаимодействующих магн. потоков. Через предельную линию происходит перераспределение магн. потоков, к-рое необходимо для того, чтобы магн. поле оставалось потенциальным при изменении его источников в фотосфере. В присутствии солнечной плазмы, к-рая обладает высокой проводимостью, предельная линия играет ту же роль, что и нулевая линия магн. поля (рис. 3), хорошо изученная эксперим. и теоретич. методами в рамках двумерных моделей. С момента появления такой линии электрич. поле, индуцируемое изменениями магн. поля, вызывает вдоль неё ток. Последний из-за взаимодействия с магн. полем принимает форму токового слоя. В условиях высокой проводимости токовый слой препятствует перераспределению магн. потоков. В результате происходит накопление энергии в виде магн. энергии токового слоя в атмосфере Солнца.

Рис. 3. Формирование токового слоя на нулевой линии магнитного поля: *а* — силовые линии магнитного поля в окрестности нулевой линии X_1-типа, которая перпендикулярна плоскости рисунка (E — направленное вдоль нулевой линии электрическое поле); *б* — токовый слой, образующийся на нулевой линии.

Трём стадиям развития токового слоя можно поставить в соответствие, в рамках модели С. И. Сыроватского, три фазы В. в. С.

Нач. фаза — сравнительно длительная (часы или десятки часов) стадия возникновения и формирования (расширения) токового слоя. На этой стадии преобладает джоулев нагрев плазмы током в слое. В принципе, на этой стадии возможно установление квазистационарного режима, когда слой расширился настолько, что скорость диссипации магн. поля в нём

$$P \approx (B^2/8\pi)\cdot v_d \cdot S = Sc^2B^2/4\pi^2\sigma a$$

($v_d \approx a/t_\sigma$ — скорость диффузии магн. силовых линий, втекающих с двух сторон в токовый слой по всей его площади $2S$, $t_\sigma = 4\pi a^2\sigma/c$ — время диффузии магн. поля поперёк слоя толщины a) останавливает дальнейший рост магн. энергии, а джоулев нагрев плазмы в слое уравновешен потерями энергии на излучение. По достижении слоем критич. значений его параметров такой баланс энергии становится невозможным и начинается существенно нестационарная стадия развития токового слоя.

Вторую стадию развития наз. взрывной или импульсной фазой вспышки. Она характеризуется резким уменьшением проводимости слоя вследствие возбуждения в нём плазменной турбулентности (см. *Турбулентность плазмы*), что приводит к быстрому проникновению в слой магн. поля, увеличению скорости его аннигиляции и разрушению или разрыву слоя. В результате за короткое время (десятки секунд) выделяется огромная энергия, запасённая в магн. поле токового слоя. Выделение энергии идёт в форме гидродинамич. течений (разрыв слоя сопровождается быстрыми движениями плазмы), мощных потоков тепла из области разрыва токового слоя и в виде ускоренных частиц (электроны, протоны и ядра более тяжёлых элементов).

Третья — горячая фаза вспышки — соответствует стадии существования высокотемпературной корональной области пересоединения магн. силовых линий. Здесь гл. каналом выделения энергии является джоулев нагрев в области *аномального сопротивления*. В охлаждении такого высокотемпературного турбулентного токового слоя важную роль играют тепловые потоки.

Итак, источник энергии вспышки — токовый слой — расположен на предельной силовой линии магн. поля в короне. Потоки тепла и ускоренных частиц распространяются вдоль магн. силовых линий и вызывают нагрев хромосферы по разные стороны от нейтральной линии фотосферного магн. поля. Так образуются вспышечные ленты, наблюдаемые в хромосферных линиях (рис. 1). Сама нейтральная линия остаётся тёмной, т. к. потоки энергии к ней не поступают (она почти всегда не связана силовыми линиями с токовым слоем).

Наличие неск. каналов выделения энергии в токовом слое — гидродинамич. течения плазмы, тепло, излучение, ускоренные частицы — определяет большое многообразие физ. процессов, вызываемых В. н. С. в атмосфере Солнца, как, напр., тепловые и ударные волны, радио- и жёсткое рентг. излучение ускоренных электронов, ядерные реакции и порождаемое ими γ-излучение.

Исследование В. н. С. имеет практич. значение, т. к. они оказывают сильное воздействие на ионосферу, вызывая нарушения радиосвязи, работы радионавигац. устройств и т. д. В. н. С. существенно влияют на состояние околоземного космич. пространства. В связи с пилотируемыми космич. полётами возникла серьёзная задача защиты космонавтов от ионизир. излучения вспышек и заблаговременного прогнозирования возможной радиац. опасности. Наконец, имеются свидетельства влияния вспышечной активности Солнца на погоду и состояние биосферы Земли (см. *Солнечно-земные связи*).

Лит.: Зирин Г., Солнечная атмосфера, пер. с англ., М., 1969; Сомов Б. В., Сыроватский С. И., Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками, «УФН», 1976, т. 120, с. 217; Проблемы солнечной активности и космическая система «Прогноз», М., 1977; Гершберг Р. Е., Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978; Сомов Б. В., Быстрое магнитное пересоединение и трапиентные явления с ускорением частиц в солнечной короне, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1981, т. 45, № 4, с. 576; Вспыхивающие звезды и родственные объекты, Ер., 1986; Priest E. R., Solar magnetohydrodynamics, Dordrecht — [a.o.], 1982.

Б. В. Сомов.

ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ — экспериментальный метод исследования элементарных частиц, в к-ром два пучка заряж. частиц, ускоренных до заданной энергии, движутся навстречу друг другу, взаимодействуя на участке встречи. В традиц. варианте для осуществления метода используются *накопители* заряж. частиц [1, 2].

Самое важное преимущество метода В. п. — достижение энергии реакции, недоступной ускорителям с неподвижной мишенью. Макс. энергия реакции ($\mathcal{E}_r$) при столкновении встречных частиц с одинаковыми значениями импульсов p_0 равна сумме энергий обеих частиц:

$$\mathcal{E}_r = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2; \text{ при } \mathcal{E}_{1,2} \gg m_{1,2}c^2 \;\; \mathcal{E}_r \approx 2p_0c, \qquad (1)$$

(m_1, m_2 — массы покоя сталкивающихся частиц). Для ускорителя с неподвижной мишенью макс. энергия реакции равна

$$\mathcal{E}_r^* = \sqrt{2\mathcal{E}_1 m_2 c^2 + (m_1^2 + m_2^2)\, c^4}; \qquad (2)$$

$$\text{при } \mathcal{E}_1 \gg m_{1,2}c^2 \;\; \mathcal{E}_r^* \approx \sqrt{2p_1 m_2 c^3},$$

где m_1, $\mathcal{E}_1$, p_1 — соответственно масса покоя, энергия и импульс ускоренной частицы. Для частиц одинаковой массы m

$$\mathcal{E}_r^* = \sqrt{2(\mathcal{E} + mc^2)\, mc^2};$$

$$\text{при } \mathcal{E} \gg mc^2 \;\; \mathcal{E}_r^* \approx \sqrt{2\mathcal{E}mc^2}. \qquad (2а)$$

При ускорении до одной и той же энергии $\mathcal{E}_r \gg \mathcal{E}_r^*$, что особенно отчётливо видно в ультрарелятивистском случае. Первый накопитель со встречными электронными пучками ВЭП-1 [1], макс. энергия частиц в к-ром составляла лишь 0,16 ГэВ, был эквивалентен электронному ускорителю с неподвижной мишенью на энергию 100 ГэВ. Для накопителя PETRA (ФРГ), обладающего наиб. энергией в e^+e^--пучках, эквивалентная энергия составляет примерно 1000 ТэВ. Важное преимущество метода В. п. — возможность проведения эксперимента в предельно чистых условиях, когда картина взаимодействия двух сталкивающихся частиц не искажается сопутствующими процессами взаимодействия первичных частиц и продуктов реакции с веществом мишени, как это имеет место в традиц. схеме ускорителя с неподвижной мишенью.

Метод В. п. получил развитие в результате работ, начатых одновременно в Новосибирске в Ин-те ядерной физики (ИЯФ) СО АН СССР и в Станфордском ун-те (США). Его принципиальная возможность продемонст-

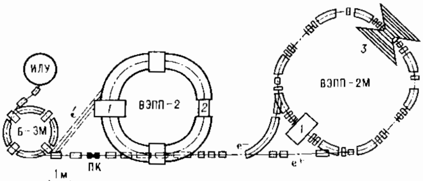


Рис. 1. Схема комплекса установок со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М; ИЛУ — импульсный линейный ускоритель электронов, форинжектор, энергия 1,5 МэВ, ток в импульсе 30 А ($3\cdot10^{12}$ частиц); Б-3М — синхротрон на энергию 360 МэВ, $3\cdot10^{11}$ частиц за цикл, частота повторения 1 Гц; ПК — позитронный конвертер; ВЭПП-2 — промежуточный накопитель на энергию 650 МэВ; *1* — резонаторы ВЧ-систем; *2* — участок регистрации ВЭПП-2 во время работы в качестве накопителя со встречными e^+e^--пучками (пунктиром показан существовавший в то время канал инжекции электронов); ВЭПП-2М — действующий накопитель со встречными e^+e^--пучками; *3* — детектор.

рирована в 1965 в экспериментах по рассеянию электронов на электронах.

Установки со В. п. представляют собой комплекс ускорит. установок, соединённых каналами, транспортирующими частицы (рис. 1, 2). Обязат. элемент комплекса — базовый ускоритель-инжектор, в котором

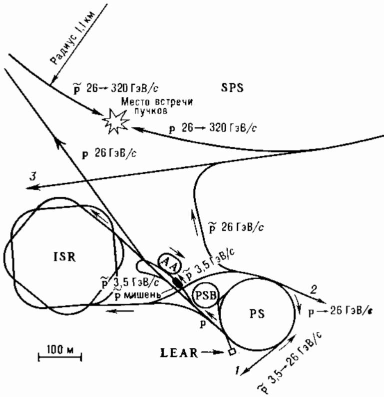


Рис. 2. Схема ускорительно-накопительного комплекса ЦЕРНа: SPS — синхрофазотрон (протонный синхротрон) на энергию 400 ГэВ, используемый как $p\tilde{p}$-накопитель на энергию 320 ГэВ в пучке; ISR — накопитель со встречными протонными и протон-антипротонными пучками (31 ГэВ в пучке); PS — протонный синхротрон (26 ГэВ); PSB — бустер (инжектор) PS; AA — антипротонный накопитель (импульс антипротонов 3,5 ГэВ/c); LEAR — накопитель со встречными $p\tilde{p}$-пучками низкой энергии (3 ГэВ); стрелками показаны направления транспортировки частиц по каналам; *1*, *2*, *3* — выведенные протонные пучки для экспериментов с неподвижной мишенью.

частицы приобретают энергию, необходимую для инжекции в накопитель или генерации на мишени пучка античастиц. Часто между осн. накопителем, где происходит встреча пучков, и инжектором помещают промежуточный накопитель (бустер), предназначенный для предварит. накопления частиц и формирования пучка. Особенно большой эффект даёт использование бустера для В. п. частиц и античастиц, т. к. последние, как правило, приходится накапливать многократно (см. ниже раздел 4). Накопитель В. п. одинаковых частиц имеет две дорожки, как, напр., протон-протонный накопитель ISR (рис. 2). Для В. п. частиц и античастиц достаточно одной дорожки (рис. 1).

Наиб. интерес с точки зрения получения информации об элементарных частицах представляют В. п. частиц и античастиц. Первые эксперименты на В. п. по аннигиляции частиц и античастиц — электронов и позитронов — проведены в 1967 в ИЯФ СО АН СССР на установке ВЭПП-2 с $\mathcal{E}_r$ до 1,34 ГэВ. В области $\mathcal{E}_r = 0,76$ ГэВ впервые был детально исследован ρ-мезон.

Для электронов и позитронов практич. предел энергии во В. п. в их традиц. циклич. варианте не далёк от достигнутого уровня. На грани такого предела находится проект LEP (ЦЕРН). Связан этот предел с *синхротронным излучением*, интенсивность к-рого растёт как четвёртая степень энергии частицы и падает только как первая степень радиуса орбиты, так что увеличение размеров установки не позволяет кардинально решить проблему.

В. п. тяжёлых частиц (протонов, антипротонов, ионов) лишены этого недостатка (интенсивность синхротронного излучения обратно пропорциональна четвёртой степени массы покоя частицы). Первая установка со В. п. протонов ISR успешно функционировала в ЦЕРНе в 1971—83. При переходе к пучкам античастиц появляется необходимость в их многократном накоплении, что вызвано малой величиной коэф. конверсии. При этом из-за большого фазового объёма рождающихся античастиц принципиально важно наличие механизма, уменьшающего фазовый объём пучка. Для позитронов таким механизмом служит синхротронное излучение. С развитием методов *охлаждения пучков* тяжёлых заряж. частиц стала разрешимой и проблема накопления антипротонов. В ЦЕРНе уже действует комплекс со встречными протон-антипротонными пучками. С точки зрения кварковой модели адронов В. п. $p\tilde{p}$ эквиваленты В. п. *кварков* и антикварков. Это означает, что они дают фундам. информацию, близкую к получаемой на В. п. e^+e^-. По совр. представлениям, протон (антипротон) содержит три кварка (антикварка) и *глюоны* (~50%), поэтому В. п. $p\tilde{p}$ на заданную энергию эквивалентны В. п. e^+e^- на энергию примерно в 6 раз меньшую.

Ограничение на энергию В. п. e^+e^-, связанное с синхротронным излучением, не существует для встречных линейных электрон-позитронных пучков [2, 3].

Осн. характеристиками установок со В. п. являются светимость, время жизни пучков, время накопления (выхода на заданную светимость).

1. Светимость. Эффективность циклич. установок со В. п. характеризуют с в е т и м о с т ь ю L — величиной, равной числу событий, происходящих в единицу времени при столкновении двух пучков, при единичном сечении взаимодействия. Скорость счёта в i-м канале реакций с сечением σ_i равна:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sigma_i L. \tag{3}$$

Для двух сгустков с числом сталкивающихся частиц N_+ и N_-

$$L = \frac{N_+ N_-}{S} \cdot f, \tag{4}$$

где f — частота обращения частиц в кольце, S — площадь поперечного сечения бо́льшего из сгустков.

2. Время жизни и размеры пучков. Время жизни пучков (τ) в накопителе ограничивает продолжительность цикла его работы «на эксперимент» и определяется взаимодействием частиц с остаточным газом в камере накопителя, с частицами собств. пучка и с частицами В. п. Для электронов и позитронов добавляются ещё потери частиц, вызванные квантовыми флуктуациями синхротронного излучения. Эти процессы можно разделить на однократные и многократные (диффузные). Однократные процессы приводят к прямой гибели частиц в результате одиночных актов взаимодействия. Однократное упругое рассеяние на угол, бо́льший апертурного, приводит к попаданию частиц на стенки вакуумной камеры и к их гибели. Оно происходит на атомах остаточного газа, на частицах собств. сгустка (*внутрипучковое рассеяние*) и на частицах встречного сгустка. Тот же результат дают однократные потери частицами больших порций энергии. У тяжёлых частиц это происходит в результате флуктуаций ионизац. потерь на остаточном газе. Кроме того, для них существует ещё один канал однократных потерь — ядерное взаимодействие с остаточным газом.

У лёгких частиц — электронов (позитронов) при низких энергиях время жизни одного пучка или В. п. e^+e^- невысокой интенсивности определяется, как правило, *тормозным излучением* на остаточном газе, а при высоких энергиях — потерями на квантовых флуктуациях синхротронного излучения, возбуждающих радиальные бетатронные колебания, при достаточно большой амплитуде к-рых частицы уходят за апертуру. Для e^+e^--установок с высокой светимостью определяющим может быть также процесс тормозного излучения на встречном сгустке. Для интенсивных (плотных) ре-

Установки со встречными пучками

Физический комплекс, лаборатория, город, страна	Частицы	$\mathcal{E}_{r}$, ГэВ	L, $см^{-2}с^{-1}$	Начало работы, статус комплекса
Лептонные пучки				
ВЭП-1 (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск)	e^-e^-	0,32	$5\cdot10^{27}$	1965, закрыт
Накопитель Центра SLAC (Станфорд, США)	e^-e^-	1,0	$2\cdot10^{28}$	1965, закрыт
ВЭПП-2 (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск)	e^+e^-	1,4	$3\cdot10^{28}$	1966, используется как бустер
АСО (Орсе, Франция)	e^+e^-	1,1	$1\cdot10^{29}$	1967, источник синхротронного излучения
ADONE (Фраскати, Италия)	e^+e^-	3	$6\cdot10^{29}$	1970, действует
CEA (Кембридж, США)	e^+e^-	4	$3\cdot10^{28}$	1971, закрыт
SPEAR (SLAC, Станфорд, США)	e^+e^-	8,2	$2\cdot10^{31}$	1972, действует
ВЭПП-2М (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск)	e^+e^-	1,4	$3\cdot10^{30}$	1974, действует
DORIS (Центр DESY, Гамбург, ФРГ)	e^+e^-	11	$1\cdot10^{31}$	1976, действует
DCI (Орсе, Франция)	e^+e^-	4	$1\cdot10^{30}$	1976, действует
ВЭПП-4 (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск)	e^+e^-	5,5	$5\cdot10^{30}$	1979, действует
PETRA (Центр DESY, Гамбург, ФРГ)	e^+e^-	45	$1,7\cdot10^{31}$	1978, действует
CESR (Корнелл, США)	e^+e^-	11	$3\cdot10^{31}$	1979, действует
PEP (SLAC, Станфорд, США)	e^+e^-	29	$2\cdot10^{31}$	1980, действует
LEP (ЦЕРН, Швейцария), 1-я очередь	e^+e^-	110	$1,6\cdot10^{31}$	1989, строится
SLC (SLAC, Станфорд, США)	e^+e^-	100	$1,6\cdot10^{31}$	1987, строится
TRISTAN (Центр KEK, Япония)	e^+e^-	60	$1\cdot10^{31}$	1988, строится
ВЛЭПП (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск)	e^+e^-	300 1000	$1\cdot10^{32}$ $1\cdot10^{32}$	проект проект
Барионные пучки				
ISR (ЦЕРН, Швейцария)	pp	62	$7\cdot10^{31}$	1971, закрыт
	$\tilde{p}p$	62	$1\cdot10^{27}$	1981, закрыт
SPS (ЦЕРН, Швейцария)	$\tilde{p}p$	600	$3\cdot10^{29}$ $(3\cdot10^{30})$ *	1981, действует
Тэватрон (Лаборатория им. Ферми, США)	$\tilde{p}p$	2000	$(3\cdot10^{30})$ *	1985, действует
УНК (ИФВЭ, Серпухов)	pp	6000	$1\cdot10^{32}$	1995, строится
SSC (США)	pp	40 000	$1\cdot10^{33}$	1994, проект
LEP (ЦЕРН) 2-я очередь — LHC	pp $\tilde{p}p$	17 000	$1,5\cdot10^{33}$	проект
Лептон-барионные пучки				
HERA (Центр DESY, Гамбург, ФРГ)	$e^{\pm}p$	310 $(30_e\cdot820_p)$	$6\cdot10^{31}$	1988, проект
LEP (ЦЕРН), 2-я очередь	$e^{\pm}p$	1800	$1\cdot10^{31}$	проект

* Проектная величина.

лятивистских пучков существенными становятся потери, обусловленные внутрипучковым рассеянием. Интенсивность пучков убывает и в результате «полезной» гибели частиц в реакциях взаимодействия В. п. Обычно для времени жизни пучков определяющим является один из перечисленных процессов. Напр., для накопителя ВЭПП-2М при малом токе пучков ($N\sim10^8$ частиц) время жизни при энергии 500 МэВ ограничено тормозным излучением на остаточном газе и составляет 50 ч при ср. вакууме $5\cdot10^{-10}$ Торр. При $N=5\cdot10^9$ частиц время жизни одного сгустка падает до 35 мин из-за внутр. рассеяния (длина сгустка 3 см, поперечные размеры в месте встречи 0,5 мм$\times$8 мкм). В режиме двух встречных сгустков τ падает ещё вдвое и определяется т. н. эффектами встречи (см. раздел 3).

Многократные процессы (многократное рассеяние частиц на атомах остаточного газа, рост разброса частиц по продольному импульсу из-за флуктуаций ионизац. потерь на атомах остаточного газа, многократное внутр. рассеяние и многократное рассеяние на В. п.) вызывают увеличение размеров пучков и, согласно (4), уменьшение светимости. Если движение частиц в накопителе сопровождается охлаждением, демпфирующим бетатронные и синхротронные колебания, многократные процессы подавляются и устанавливается равновесный размер пучка.

3. Эффекты встречи пучков. Интенсивность В. п. не может быть произвольно большой. Для одного пучка она ограничена действием пространственного заряда пучка и внутр. рассеянием. В режиме встречи двух пучков появляются эффекты взаимодействия частиц одного пучка с эл.-магн. полями др. пучка, вызывающие изменение частот бетатронных колебаний ω_ν; при приближении ω_ν к резонансным значениям резко падает время жизни пучков и возрастают их размеры.

Электрич. и магн. поля пучков существенно нелинейны, поэтому сдвиг частот бетатронных колебаний зависит от амплитуды колебаний a, а воздействие В. п. носит периодич. характер с частотой, кратной частоте обращения ω_s. Если отношение ω_ν и ω_s — рациональное число:

$$\frac{\omega_\nu}{\omega_s}=\nu=\frac{p}{q}, \qquad (5)$$

где p и q — целые числа, орбита оказывается замкнутой (через q оборотов), т. е. «привязанной по фазе» к частоте обращения. При этом возникает нек-рая область бетатронной автофазировки вблизи резонансной точки $\nu(a_{pq})$. Сам по себе нелинейный резонанс может и не приводить к гибели частиц, однако при этом возрастает поперечный размер пучка, что уменьшает светимость. С увеличением интенсивности В. п. (а с ней и сдвигов $\Delta\nu$) области автофазировки соседних резонансов начинают перекрываться и движение частиц приобретает стохастич. характер [4] — начинается случайное изменение частот бетатронных колебаний. В результате могут значительно возрастать размеры пучка и падать его интенсивность из-за ухода частиц за апертуру. Такой стохастизации движения способствуют шумы ускоряющей ВЧ-системы и пульсации магн. поля накопителя.

Количественно эффекты встречи принято описывать сдвигом частоты $\Delta\nu_{x,z}$ бетатронных колебаний частиц данного пучка в плоскостях x z. Величина $\Delta\nu_{x,z}$ пропорциональна числу частиц во встречном пучке и обратно пропорциональна его поперечным размерам.

Трём стадиям развития токового слоя можно поставить в соответствие, в рамках модели С. И. Сыроватского, три фазы В. н. С.

Нач. фаза — сравнительно длительная (часы или десятки часов) стадия возникновения и формирования (расширения) токового слоя. На этой стадии преобладает джоулев нагрев плазмы током в слое. В принципе, на этой стадии возможно установление квазистационарного режима, когда слой расширился настолько, что скорость диссипации магн. поля в нём

$$P \approx (B^2/8\pi)\cdot v_d\cdot S = Sc^2B^2/4\pi^2\sigma a$$

($v_d \approx a/t_\sigma$ — скорость диффузии магн. силовых линий, втекающих с двух сторон в токовый слой по всей его площади $2S$, $t_\sigma = 4\pi a^2\sigma/c$ — время диффузии магн. поля поперёк слоя толщины a) останавливает дальнейший рост магн. энергии, а джоулев нагрев плазмы в слое уравновешен потерями энергии на излучение. По достижении слоем критич. значений его параметров такой баланс энергии становится невозможным и начинается существенно нестационарная стадия развития токового слоя.

Вторую стадию развития наз. взрывной или импульсной фазой вспышки. Она характеризуется резким уменьшением проводимости слоя вследствие возбуждения в нём плазменной турбулентности (см. *Турбулентность плазмы*), что приводит к быстрому проникновению в слой магн. поля, увеличению скорости его аннигиляции и разрушению или разрыву слоя. В результате за короткое время (десятки секунд) выделяется огромная энергия, запасённая в магн. поле токового слоя. Выделение энергии идёт в форме гидродинамич. течений (разрыв слоя сопровождается быстрыми движениями плазмы), мощных потоков тепла из области разрыва токового слоя и в виде ускоренных частиц (электроны, протоны и ядра более тяжёлых элементов).

Третья — горячая фаза вспышки — соответствует стадии существования высокотемпературной корональной области пересоединения магн. силовых линий. Здесь гл. каналом выделения энергии является джоулев нагрев в области *аномального сопротивления*. В охлаждении такого высокотемпературного турбулентного токового слоя важную роль играют тепловые потоки.

Итак, источник энергии вспышки — токовый слой — расположен на предельной силовой линии магн. поля в короне. Потоки тепла и ускоренных частиц распространяются вдоль магн. силовых линий и вызывают нагрев хромосферы по разные стороны от нейтральной линии фотосферного магн. поля. Так образуются вспышечные ленты, наблюдаемые в хромосферных линиях (рис. 1). Сама нейтральная линия остаётся тёмной, т. к. потоки энергии к ней не поступают (она почти всегда не связана силовыми линиями с токовым слоем).

Наличие неск. каналов выделения энергии в токовом слое — гидродинамич. течения плазмы, тепло, излучение, ускоренные частицы — определяет большое многообразие физ. процессов, вызываемых В. н. С. в атмосфере Солнца, как, напр., тепловые и ударные волны, радио- и жёсткое рентг. излучение ускоренных электронов, ядерные реакции и порождаемое ими γ-излучение.

Исследование В. н. С. имеет практич. значение, т. к. они оказывают сильное воздействие на ионосферу, вызывая нарушения радиосвязи, работы радионавигац. устройств и т. д. В. н. С. существенно влияют на состояние околоземного космич. пространства. В связи с пилотируемыми космич. полётами возникла серьёзная задача защиты космонавтов от ионизир. излучения вспышек и заблаговременного прогнозирования возможной радиац. опасности. Наконец, имеются свидетельства влияния вспышечной активности Солнца на погоду и состояние биосферы Земли (см. *Солнечно-земные связи*).

Лит.: Зирин Г., Солнечная атмосфера, пер. с англ., М., 1969; Сомов Б. В., Сыроватский С. И., Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками, «УФН», 1976, т. 120, с. 217; Проблемы солнечной активности и космическая система «Прогноз», М., 1977; Гершберг Р. Е., Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978; Сомов Б. В., Быстрое магнитное пересоединение и транзиентные явления с ускорением частиц в солнечной короне, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1981, т. 45, № 4, с. 576; Вспыхивающие звезды и родственные объекты, Ер., 1986; Priest E. R., Solar magnetohydrodynamics, Dordrecht — [a.o.], 1982.

Б. В. Сомов.

ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ — экспериментальный метод исследования элементарных частиц, в к-ром два пучка заряж. частиц, ускоренных до заданной энергии, движутся навстречу друг другу, взаимодействуя на участке встречи. В традиц. варианте для осуществления метода используются *накопители* заряж. частиц [1, 2].

Самое важное преимущество метода В. п.— достижение энергии реакции, недоступной ускорителям с неподвижной мишенью. Макс. энергия реакции ($\mathscr{E}_r$) при столкновении встречных частиц с одинаковыми значениями импульсов p_0 равна сумме энергий обеих частиц:

$$\mathscr{E}_r = \mathscr{E}_1 + \mathscr{E}_2; \text{ при } \mathscr{E}_{1,2} \gg m_{1,2}c^2 \;\; \mathscr{E}_r \approx 2p_0c, \qquad (1)$$

(m_1, m_2 — массы покоя сталкивающихся частиц). Для ускорителя с неподвижной мишенью макс. энергия реакции равна

$$\mathscr{E}_r^* = \sqrt{2\mathscr{E}_1 m_2c^2 + (m_1^2 + m_2^2)\,c^4}; \qquad (2)$$

$$\text{при } \mathscr{E}_1 \gg m_{1,2}c^2 \;\; \mathscr{E}_r^* \approx \sqrt{2p_1m_2c^3},$$

где m_1, $\mathscr{E}_1$, p_1 — соответственно масса покоя, энергия и импульс ускоренной частицы. Для частиц одинаковой массы m

$$\mathscr{E}_r^* = \sqrt{2(\mathscr{E} + mc^2)\,mc^2};$$

$$\text{при } \mathscr{E} \gg mc^2 \quad \mathscr{E}_r^* \approx \sqrt{2\mathscr{E}mc^2}. \qquad (2a)$$

При ускорении до одной и той же энергии $\mathscr{E}_r \gg \mathscr{E}_r^*$, что особенно отчётливо видно в ультрарелятивистском случае. Первый накопитель со встречными электронными пучками ВЭП-1 [1], макс. энергия частиц в к-ром составляла лишь 0,16 ГэВ, был эквивалентен электронному ускорителю с неподвижной мишенью на энергию 100 ГэВ. Для накопителя PETRA (ФРГ), обладающего наиб. энергией в e^+e^--пучках, эквивалентная энергия составляет примерно 1000 ТэВ. Важное преимущество метода В. п.— возможность проведения эксперимента в предельно чистых условиях, когда картина взаимодействия двух сталкивающихся частиц не искажается сопутствующими процессами взаимодействия первичных частиц и продуктов реакции с веществом мишени, как это имеет место в традиц. схеме ускорителя с неподвижной мишенью.

Метод В. п. получил развитие в результате работ, начатых одновременно в Новосибирске в Ин-те ядерной физики (ИЯФ) СО АН СССР и в Станфордском ун-те (США). Его принципиальная возможность продемонст-

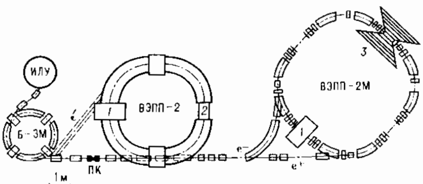


Рис. 1. Схема комплекса установок со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М; ИЛУ — импульсный линейный ускоритель электронов, форинжектор, энергия 1,5 МэВ, ток в импульсе 30 А ($3\cdot10^{12}$ частиц); Б-3М — синхротрон на энергию 360 МэВ, $3\cdot10^{11}$ частиц за цикл, частота повторения 1 Гц; ПК — позитронный конвертер; ВЭПП-2 — промежуточный накопитель на энергию 650 МэВ; *1* — резонаторы ВЧ-систем; *2* — участок регистрации ВЭПП-2 во время работы в качестве накопителя со встречными e^+e^--пучками (пунктиром показан существовавший в то время канал инжекции электронов); ВЭПП-2М — действующий накопитель со встречными e^+e^--пучками; *3* — детектор.

темп ускорения (порядка 10 ГэВ/км) делает сооружение гигантским по размерам, а большие *эмиттансы* пучков не позволяют получить высокую светимость. Поэтому в проекте ВЛЭПП разрабатывается линейный ускоритель нового типа («суперлинак») с темпом ускорения 100 ГэВ/км, а для формирования пучков предусмотрены спец. накопители, где действует радиац. охлаждение. По оценкам, в этом проекте достижима светимость $\sim 10^{32}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$. Разрабатываются также спец. методы для поляризации пучков перед ускорением (в т. ч. генерация продольно поляризованных электронов и позитронов на мишени квантами жёсткого циркулярно поляризованного синхротронного излучения частиц, проходящих через спиральные *ондуляторы*, установленные в транспортировочных каналах). Ближайшее будущее В. п. $p\tilde{p}$ — проекты Тэватрон и УНК, реализация к-рых началась.

Второе направление — расширение набора взаимодействующих частиц. В. п. e^+e^- и $p\tilde{p}$ представляют собой соответственно лептон-антилептонные и кварк-антикварковые В. п. Однако не меньший интерес представляет изучение взаимодействия всех осн. фундам. частиц — лептонов и кварков: лептон-лептонные (e^-e^-), кварк-лептонные (pe^-), кварк-антилептонные (pe^+) В. п., а также взаимодействие с участием фотонов, в т. ч. В. п. $\gamma\gamma$. В дальнейшем станут доступны эксперименты на встречных дейтрон-антидейтронных пучках, к-рые нужны, в частности, для изучения нейтрон-антинейтронных взаимодействий. Эффективность накопления антидейтронов лишь на 4 порядка ниже, чем антипротонов, так что вполне достижима светимость $\sim 10^{27}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ и выше. По-видимому, будут реализованы и эксперименты на В. п. нестабильных частиц — мюонов и пионов.

Третье направление — развитие метода В. п. в области средних, низких и «сверхнизких» энергий, что позволяет исследовать кварк-глюонные системы при таких энергиях; для этого нужны установки со В. п. e^+e^- и $p\tilde{p}$ в области $\mathscr{E}_r = 3$—5 ГэВ, обладающие светимостью 10^{32}—10^{33} см$^{-2}$ с$^{-1}$.

И во всех случаях очень острой будет необходимость получения поляризованных В. п.

Лит.: 1) Kerst D. et al., Attainment of very high energy by means of intersecting beams of particles, «Phys. Rev.», 1956, v. 102, p. 590; O'Neill G., Storage rings for electrons and protons, in: Proc. intern. conf. on high-energy accelerators and instrum., v. 1, Gen., 1959, p. 125; в рус. пер., в сб.: Накопление релятивистских частиц, М., 1963; Будкер Г. И., Ускорители со встречными пучками частиц, «УФН», 1966, т. 89, с. 533; 2) Скринский А. Н., Ускорительные и детекторные перспективы физики элементарных частиц, «УФН», 1982, т. 138, с. 3; 3) Балакин В. Е., Будкер Г. И., Скринский А. Н., О возможности создания установки со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии, в сб.: Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза, М., 1981; 4) Chirikov B. V., A universal instability of manydimensional oscillator systems, «Phys. Repts», 1979, v. 52, № 5, p. 263; 5) Дербенёв Я. С. и др., Поляризованные частицы в накопителях, в кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т. 2, Серпухов, 1977. *И. Н. Мешков.*

ВТОРА́Я ВЯ́ЗКОСТЬ — то же, что *объёмная вязкость*.

ВТОРА́Я КОСМИ́ЧЕСКАЯ СКО́РОСТЬ — см. *Космические скорости*.

ВТОРИ́ЧНАЯ ЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ — испускание электронов (вторичных) твёрдыми и жидкими телами при их бомбардировке первичными электронами. Инерционность В. э. э. (промежуток времени между входом в мишень первичных и выходом вторичных электронов) не превышает 10^{-14}—10^{-12} с. При толщине эмиттера, меньшей пробега первичных электронов, вторичные электроны эмитируются как со стороны бомбардируемой поверхности (В. э. э. «на отражение»), так и с её обратной стороны (В. э. э. «на прострел»). Вторичные электроны имеют непрерывный энергетич. спектр от энергии $\mathscr{E}=0$ до энергии первичных электронов $\mathscr{E}_п$ (рис. 1). Поток вторичных электронов состоит из упруго, квазиупруго (испытавших характеристич. потери энергии до сотен мэВ на возбуждение *колебаний кристаллической решётки*), неупруго отражённых первичных электронов ($\mathscr{E}>50$ эВ) и истинно вторичных электронов ($\mathscr{E}\leqslant 50$ эВ). Последние представляют собой электроны вещества, получившие от первичных и неупруго отражённых первичных электронов энергию, достаточную для выхода в

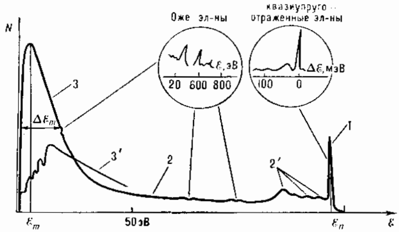


Рис. 1. Энергетический спектр вторичных электронов: *1* — упруго и квазиупруго отражённые электроны; *2* — неупруго отражённые электроны (в т. ч. с характеристическими потерями энергии — *2'*); *3* — истинно вторичные электроны; *3'* — спектр истинно вторичных электронов для плоскости (100) монокристалла W, полученный в узком телесном угле.

вакуум, т. е. превышающую *работу выхода*. Для металлов наиб. вероятная энергия истинно вторичных электронов $\mathscr{E}_m \sim 2$—4,5 эВ и полуширина максимума $\Delta\mathscr{E}_m \sim$ ~ 12—15 эВ. Для диэлектриков $\mathscr{E}_m \sim 1$ эВ и $\Delta\mathscr{E}_m \sim$ $\sim 1{,}5$—3 эВ.

Тонкая структура электронного спектра обусловлена оже-электронами и характеристич. потерями энергии на возбуждения атомов вещества (см. *Оже-эффект*). Она несёт информацию об элементном составе вещества, хим. связях и взаимном расположении атомов. Тонкая структура спектра истинно вторичных электронов, эмитируемых из монокристаллов и регистрируемых в узком телесном угле, отражает распределение плотности

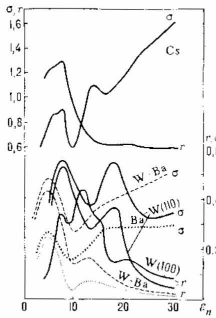


Рис. 2. Зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии σ и упругого отражения *r* от энергии первичных электронов $\mathscr{E}_п$, отсчитываемой от уровня Ферми ($\mathscr{E}_F$), в области малых энергий для W, Ba, вольфрама, покрытого слоем Ba и CsI. Кривым для CsI соответствует масштаб слева, r ($\mathscr{E}_п$) смещена вверх на 0,5. В скобках указаны кристаллографические индексы плоскостей монокристалла.

свободных состояний выше уровня Ферми (см. *Ферми-энергия*).

Количественно В. э. э. характеризуется коэффициентом В. э. э.

$$\sigma = I_1/I_2 = \delta + \eta + r, \qquad (1)$$

где I_1 и I_2 — токи первичных и всех вторичных электронов, δ, η, r — коэф. истинной В. э. э., неупругого и упругого отражения первичных электронов соответственно. Коэф. σ, δ и η представляют собой величины, усреднённые по большому числу элементарных актов эмиссии, вызванных отдельными первичными электронами. Если $P(n)$ — вероятность испускания мишенью n (0, 1, 2, 3, ...) вторичных электронов под действием одного первичного, то $\sigma=\sum_{n=0}^{\infty} nP(n)$. При энергии первичных электронов $\mathscr{E}_\text{п}<100$ эВ $\sigma=\delta+r$, при $\mathscr{E}_\text{п}>100-200$ эВ $r\ll\eta$ и $\sigma=\delta+\eta$. Коэф. σ, δ, η и r зависят от $\mathscr{E}_\text{п}$, угла φ падения первичных электронов, ат. номера Z и структуры вещества, состояния поверхности, темн-ры (диэлектрики) и индексов $\{h\ k\ l\}$ грани, выходящей на поверхность в случае монокристалла (см. *Индексы кристаллографические*).

В области $\mathscr{E}_\text{п}\approx1-50$ эВ зависимости σ ($\mathscr{E}_\text{п}$) и r ($\mathscr{E}_\text{п}$) крайне чувствительны к чистоте поверхности и для всех чистых веществ имеют немонотонный характер (рис. 2). Адсорбция инородных атомов, образующих на поверхности монокристалла монослой, может привести к сильному изменению тонкой структуры кривых $\sigma(\mathscr{E}_\text{п})$ и $r(\mathscr{E}_\text{п})$.

Упругое рассеяние. Для металла ($r\sim0{,}05-0{,}5$) и диэлектрика ($r\sim0{,}7-0{,}8$) при $\mathscr{E}_\text{п}$ меньшей, чем работа выхода Φ и ширина запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$, почти все вторичные электроны — упруго и квазиупруго отражённые первичные. Структура кривых $r(\mathscr{E}_\text{п})$ определяется энергетич. зонной структурой приповерхностной области эмиттера (см. *Зонная теория*), рассеянием

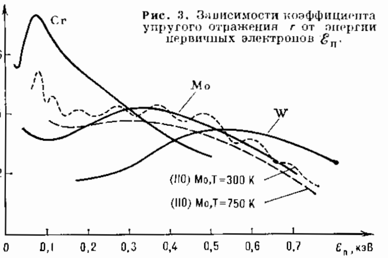


Рис. 3. Зависимости коэффициента упругого отражения r от энергии первичных электронов $\mathscr{E}_\text{п}$.

электронов на отд. атомах, резонансным упругим рассеянием у порогов коллективных и одночастичных возбуждений электронов твёрдого тела, открытием неупругих каналов, а в случае монокристалла также и дифракцией электронов. В области $\mathscr{E}_\text{в}=0{,}1-0{,}3$ кэВ величина $r<0{,}06$, а на кривых $r(\mathscr{E}_\text{п})$ (рис. 3) имеются максимумы при $\mathscr{E}^*_\text{п}=Z^2/8$. Для монокристаллов зависимость $r(\mathscr{E}_\text{п})$ имеет, кроме того, тонкую структуру, обусловленную дифракцией электронов (см. *Дифракция частиц*).

Неупругое рассеяние электронов обусловлено рассеянием и торможением первичных электронов при их движении внутри эмиттера. Характер кривых $\eta(\mathscr{E}_\text{п})$ зависит от Z (рис. 4). Неупруго рассеянные электроны выходят из разных глубин d вплоть до

$$d_\text{макс}=3\cdot10^{11}A/\rho Z\mathscr{E}_\text{п}^{1,4}\ \text{м},$$

где ρ — плотность в кг/м³; A — массовое число ($\mathscr{E}$ в кэВ). Для тяжёлых веществ, в к-рых электроны движутся преим. диффузно, $d_\text{макс}$ не зависит от угла падения φ. Для лёгких веществ вследствие более прямолинейного движения электронов $d_\text{макс}$ уменьшается с ростом φ. Поток неупруго рассеянных электронов состоит из диффузно рассеянных электронов и электронов, рассеянных на большие и малые углы. Последние обладают большей энергией, чем рассеянные диффузно. Вклады этих групп электронов в В. э. э. существенно зависят от $\mathscr{E}_\text{п}$, Z и φ. При $\mathscr{E}_\text{п}\geqslant1$ кэВ ср. энергия неупруго рассеянных электронов:

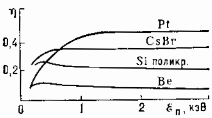


Рис. 4. Зависимости коэффициента неупругого рассеяния от $\mathscr{E}_\text{п}$.

$$\langle\mathscr{E}\rangle=(0{,}31+2{,}5\cdot10^{-3}Z)\,\mathscr{E}_\text{п}. \qquad (2)$$

С уменьшением Z она уменьшается за счёт возрастания $d_\text{макс}$.

Истинно вторичные электроны эмитируются из приповерхностного слоя толщиной λ под действием первичных электронов и неупруго рассеянных электронов (рис. 5, *а*), поэтому $\delta=\delta_0+\delta_1=\delta_0+kS\eta$, где δ_0 и S — количества электронов, образованных одним первичным электроном и одним неупруго рассеянным, $k=d_\text{макс}/(d_\text{макс}+\lambda)$. Для металлов при $\mathscr{E}_\text{п}>\mathscr{E}_{\text{п}m}$ $\lambda\ll d_\text{макс}$ и $\delta_1=S\eta$. При $\mathscr{E}_\text{п}<\mathscr{E}_{\text{п}m}$ зона выхода λ не зависит от $\mathscr{E}_\text{п}$, а δ_0 и S уменьшаются с ростом $\mathscr{E}_\text{п}$. Уменьшение работы выхода приводит к гораздо большему росту δ_0 и S, чем σ. Поскольку неупруго отражённые электроны, пересекая зону выхода под всевозможными углами, проходят в ней бо́льший путь, чем первичные электроны, то $S>\delta_0$. Для всех металлов и т. п. эффективных вторичных эмиттеров $S/\delta_0\sim3-9$, а $\delta_1/\delta_0=0{,}2-4$. Различие значений S и δ_0, несмотря на одинаковые значения σ, приведёт к тому, что при нанесении,

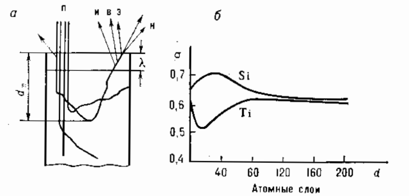


Рис. 5. *а* — Механизм вторичной электронной эмиссии: П — первичные электроны; Н — неупруго рассеянные электроны; ИВЭ — истинно вторичные электроны; *б* — Зависимости коэффициентов вторичной электронной эмиссии от глубины d проникновения первичных электронов при нанесении Si на Ti и Ti на Si; $\mathscr{E}_\text{п}=1{,}2$ кэВ.

напр., Si на Ti или Ti на Si (для Si δ_0 и S больше, чем для Ti) зависимости $\sigma(d)$ имеют экстремумы при $d\approx\lambda$ противоположного характера (рис. 5, *б*).

Металлы, где истинно вторичные электроны в результате взаимодействия с электронами проводимости теряют столько энергии, что не могут покинуть мишень, характеризуются малыми значениями λ (~30Å), независящими от $\mathscr{E}_\text{в}$, φ и Φ, $\sigma_\text{макс}=0{,}4-1{,}8$ (рис. 6). Для элементов наблюдаются периодич. зависимости $\delta(Z)$ и $\mathscr{E}_{\text{в}m}(Z)$.

В диэлектриках и эффективных эмиттерах с широкой запрещённой зоной $\mathscr{E}_g$ и малым *электронным сродством* χ внутр. истинно вторичные электроны обладают энергией $\mathscr{E}<\mathscr{E}_g$, к-рую они могут терять в основном лишь на взаимодействие с фононами. Эти потери малы, поэтому такие эмиттеры характеризуются большими значениями $\lambda\sim200-1200$Å и $\sigma_\text{макс}\sim4-40$ (в зависимости от кол-ва дефектов в эмиттере). Эмиттеры с отрицат. электронным сродством ($\chi<0$) обладают рекордно большими значениями λ (~15000Å) и $\sigma_\text{макс}\sim1000$ (рис. 6). Создание в диэлектриках (особенно в пористых веществах) сильного электрич. поля (10^7-10^8 В/м) приводит к росту σ до 50—100 (В. э. э., у с и л е н н а я п о л е м). Для монокристаллов зависимости $\sigma(\mathscr{E}_\text{п})$ и $\delta(\mathscr{E}_\text{п})$ имеют структуру, зависящую от выбора грани кристалла и темп-ры. Для ряда металлов $\sigma_\text{макс}$ граней {100}, {110} и {111} больше $\sigma_\text{макс}$ поликристаллич. образца. Наибольшим

$\sigma_{макс}$ обладает грань {100}, наименьшим — {110}. Максимумы на зависимости $\sigma(\mathscr{E}_п)$ и $\delta(\mathscr{E}_п)$ объясняются тем, что при увеличении $\mathscr{E}_п$ коэф. σ и δ сначала возрастают за счёт увеличения общих потерь энергии первичными электронами в зоне выхода истинно вторичных

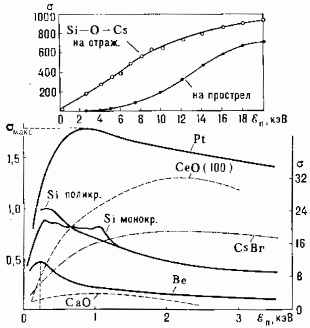


Рис. 6. Зависимости $\sigma(\mathscr{E}_п)$ [для CsBr, CaO левый масштаб, CaO (100) — правый масштаб].

электронов и за счёт роста η и ширины самой зоны выхода. С дальнейшим ростом $\mathscr{E}_п$ (при $\mathscr{E}_п > \mathscr{E}_{пm}$) толщина λ уже не зависит от $\mathscr{E}_п$, а δ_0 и S уменьшаются из-за уменьшения общего кол-ва энергии, передаваемой первичными и неупруго отражёнными электронами электронам вещества в зоне выхода.

Угловая зависимость коэф. $\sigma(\varphi)$, $\eta(\varphi)$ и $\delta(\varphi)$ при $\mathscr{E}_п > 0{,}3$ кэВ более резко выражена для больших $\mathscr{E}_п$ и веществ с малыми Z. При $\varphi = 89°$ абс. значения η для всех веществ 0,75—0,9. С ростом φ максимум на кривой $\sigma(\mathscr{E}_п)$ становится более широким и смещается в сторону больших $\mathscr{E}_п$. Для диэлектриков η с ростом φ всегда возрастает, а σ при $\mathscr{E}_п \leqslant 1$ кэВ либо возрастает, либо остаётся неизменным или уменьшается. В области $\mathscr{E}_в \sim 0{,}1$ кэВ для поликристаллов r от φ не зависит, а для монокристаллов кривые $r(\varphi)$, $\eta(\varphi)$ и $\sigma(\varphi)$ имеют структуру, зависящую от φ и грани кристалла. Её осн. максимумы наблюдаются при углах, совпадающих с направлениями плотной упаковки. Для монокристаллов полупроводников при снижении электронного сродства кривые $\sigma(\mathscr{E}_в)$ и $\delta(\mathscr{E}_п)$ испытывают инверсию (на месте максимумов появляются минимумы).

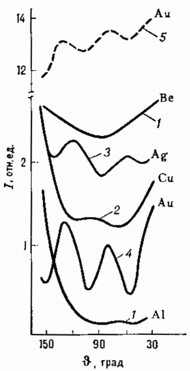


Рис. 7. Угловое распределение упруго и неупруго (штриховая кривая) отражённых электронов при $\mathscr{E}_п$, равных (в кэВ): 1—0,1; 2—0,2; 3—0,3; 4—0,6; 5—0,5; кривые сдвинуты вверх для Be на 2,0, Cu на 0,6 и Ag на 1,4.

Угловое распределение истинно вторичных электронов $I(\vartheta)$ при $\mathscr{E}_п > 1$ кэВ и $\varphi \leqslant 60$—$85°$ приблизительно косинусоидальное. При $\mathscr{E}_п > 0{,}1$ кэВ (независимо от φ) угл. распределение упруго отражённых электронов (рис. 7) обладает такой же дифракц. структурой, зависящей от $\mathscr{E}_п$ и Z, как и сечение упругого рассеяния электронов на атоме, но с меньшей контрастностью из-за кратного рассеяния нек-рой части электронов (для Au $\sim 30\%$). Угл. распределение неупруго рассеянных электронов для лёгких веществ (Be, Al) — косинусоидальное при $\varphi = 0$ и сильно вытянуто в зеркальном направлении при $\varphi = 60$—$85°$ (м а л о у г л о в о е   р а с с е я н и е). При $\mathscr{E}_п \geqslant 1$ кэВ для веществ со средними и большими Z наблюдаются электроны рассеянные как на малые углы (при больших φ), так и на углы $\sim 180°$.

Т. к. неупругое отражение обусловлено упругим взаимодействием электронов с атомами твёрдого тела и их последующим торможением без существ. изменения направления движения (модель непрерывных потерь), то угл. распределение неупруго рассеянных электронов отражает особенности угл. распределения упруго отражённых.

Полной теории В. э. э. пока не существует. Отд. особенности В. э. э. описываются либо в рамках квантовомеханич. приближения (упругое рассеяние электронов, возбуждение внутренних истинно вторичных электронов), либо в рамках кинетич. ур-ния Больцмана (транспорт внутренних истинно вторичных электронов и их размножение — каскадный процесс). Особенности В. э. э. монокристаллов объясняются с помощью теории *дифракции электронов*.

Применение. В. э. э. используется для усиления электронных потоков в эл.-вакуумных приборах (вторичные и *фотоэлектронные умножители*, усилители яркости изображения и т. д.), для записи информации в виде потенц. рельефа на поверхности диэлектрика (*электронно-лучевые приборы*). В. э. э. играет также важную роль в работе ряда высокочастотных приборов. В ряде случаев В. э. э.— «вредный» эффект, напр. при зарядке стекла и диэлектриков в эл.-вакуумных приборах.

Лит.: Д о б р е ц о в Л. Н., Г о м о ю н о в а М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Б р о н ш т е й н И. М., Ф р а й м а н Б. С., Вторичная электронная эмиссия, М., 1969; А ф а н а с ь е в А. Г., Б р о н ш т е й н И. М., Упругое отражение электронов и вторичная электронная эмиссия CsI при малых энергиях вторичных электронов, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1973, т. 37, № 12, с. 2492; и х ж е, Распределение вторичных электронов по энергиям для CsI и KI, «ФТТ», 1976, т. 18, с. 1129; Ш у л ь м а н А. Р., Ф р и д р и х о в С. А., Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела, М., 1977; Б р о н ш т е й н И. М., С т о ж а р о в В. М., Новые данные об угловом и энергетическом распределении вторичных электронов, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1979, т. 43, № 3, с. 500; К о р а б л е в В. В., М а й о р о в А. А., Анизотропия эмиссии вторичных и оже-электронов для монокристаллов со сниженной работой выхода, там же, с. 635.

И. М. Бронштейн, В. В. Кораблев.

ВТОРИ́ЧНОЕ КВАНТОВА́НИЕ — метод рассмотрения квантовой системы, при к-ром роль независимых переменных играет число частиц в заданном состоянии. В. к. возникло при рассмотрении нерелятивистских систем, состоящих из тождественных частиц. Для бозе-частиц (подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна) метод В. к. развит в 1927 П. Дираком (P. Dirac, 1927) и в том же году П. Йорданом (P. Jordan) и О. Клейном (O. Klein), для ферми-частиц (подчиняющихся статистике Ферми — Дирака) — Ю. Вигнером (E. Wigner) и Йорданом (1928). Этот метод позволяет рассматривать системы с большим числом степеней свободы и системы с переменным числом частиц. Аппарат В. к. имеет широкое применение в статистич. физике и квантовой теории поля, где рассматриваются процессы с рождением и уничтожением частиц.

В. к. нерелятивистских систем. Рассмотрим квантовомеханич. систему из N невзаимодействующих частиц, находящихся во внеш. поле. Пусть $\psi_1(\xi)$, $\psi_2(\xi)$, . . . — нек-рая полная система одночастичных волновых ф-ций (ξ включает в себя как пространств. координату $\boldsymbol{x}$, так и спиновую переменную s). Они могут, напр., соответствовать стационарным состояниям одной частицы во внеш. поле. Можно ввести полную систему многочастичных волновых ф-ций след. образом. Пусть N_i — число частиц в состоянии ψ_i. Тогда состояние системы может быть задано набором чисел $(N_1, N_2, \ldots)$, указывающим, что N_1 частиц находится в состоянии ψ_1, N_2 частиц — в состоянии ψ_2 и т. д. Вектор состояния системы в этом случае обозначают $|N_1, N_2, \ldots\rangle$. О таком описании системы говорят как об описании в пространстве чисел заполнения или в представлении вторичного квантования.

Для ферми-системы в каждом состоянии может находиться не более одной частицы, $N_i=0,1$. Для бозе-систем N_i может быть любым неотрицат. целым числом, $N_i=0,1, \ldots, N$. В пространстве чисел заполнения можно рассматривать системы с произвольным числом частиц. Оператор a_i^+, переводящий состояние системы $|N_1, \ldots, N_i, \ldots\rangle$ в состояние, у к-рого на i-уровне находится N_i+1 частиц,

$$a_i^+ |N_1, \ldots, N_i, \ldots\rangle = \sqrt{N_i+1}\, |N_1, \ldots, N_i+1, \ldots\rangle, \qquad (1)$$

наз. оператором рождения. Оператор, a_i^-, к-рый удаляет частицу с i-уровня,

$$a_i^- |N_1, \ldots, N_i, \ldots\rangle = \sqrt{N_i}\, |N_1, \ldots, N_i-1, \ldots\rangle, \qquad (2)$$

наз. оператором уничтожения. Коэф. $\sqrt{N_i+1}$ и $\sqrt{N_i}$ в (1) и (2) определяются из условия того, что оператор $a_i^+a_i^-$ является оператором числа частиц в состоянии i, т. е.

$$a_i^+a_i^- |N_1, \ldots, N_i, \ldots\rangle = N_i |N_1, \ldots, N_i, \ldots\rangle.$$

Операторы рождения и уничтожения удовлетворяют *перестановочным соотношениям*

$$[a_i^+, a_j^+]=0,\ [a_i^-, a_j^-]=0,\ [a_i^-, a_j^+]=\delta_{ij} \qquad (3а)$$

для статистики Бозе — Эйнштейна (квадратные скобки, как обычно, означают коммутатор, т. е. $[b, c]=bc-cb$) и

$$\{a_i^+, a_j^+\}=0,\ \{a_i^-, a_j^-\}=0,\ \{a_i^+, a_j^-\}=\delta_{ij} \qquad (3б)$$

для статистики Ферми — Дирака (фигурные скобки означают антикоммутатор, т. е. $\{b,c\}=bc+cb$; δ_{ij} — *Кронекера символ*). Пространство чисел заполнения для бесконечного числа частиц наз. пространством Фока.

Любые квантовомеханич. операторы, заданные, напр., в *конфигурационном представлении*, можно записать при помощи операторов рождения и уничтожения в представлении В. к. Напр., *гамильтониан*

$$H=\sum_f H_f^{(1)} + \sum_{f,\,g} U^{(2)}(x_f, x_g),$$

где $H_f^{(1)}=-(\hbar^2/2m)\Delta_f+U^{(1)}(x_f)$ — одночастичный гамильтониан, $U^{(2)}(x_f, x_g)$ — потенциал двухчастичного взаимодействия, в представлении В. к. записывается в виде:

$$H=\sum_{i,\,k} H_{ik}^{(1)} a_i^+a_k^- + \frac{1}{2}\sum_{i,\,k,\,l,\,m} U_{ik,\,lm}^{(2)} a_i^+a_k^+a_l^-a_m^-,$$

где

$$H_{ik}^{(1)}=\int \psi_i^*(x)\, H^{(1)}\psi_k(x)\, dx,$$

$$U_{ik,\,lm}^{(2)}=\int \psi_i^*(x)\,\psi_k^*(x')\, U^2(x, x')\,\psi_l(x)\,\psi_m(x)\, dx\, dx',$$

a_i^+, a_i^- — соответственно операторы рождения и уничтожения частиц в состоянии ψ_i одночастичного гамильтониана (без учёта взаимодействия между частицами).

Гамильтониан в представлении В. к. может быть записан в более компактной форме, если ввести операторы $\hat\psi$ и $\hat\psi^+$,

$$\hat\psi=\sum_i a_i^-\psi_i,\quad \hat\psi^+=\sum_i a_i^+\psi_i^*,$$

действующие на векторы состояния $|N_1, N_2, \ldots\rangle$ в пространстве чисел заполнения:

$$H=\int \hat\psi^+(x)\, H^{(1)}\hat\psi(x)\, dx + \frac{1}{2}\int \hat\psi^+(x)\hat\psi^+(x') \times U^{(2)}\hat\psi(x)\hat\psi(x')\, dx\, dx'.$$

Выражения для операторов $\hat\psi$ аналогичны разложению произвольной волновой ф-ции по полной системе волновых ф-ций ψ_i. Поскольку, однако, коэффициенты разложения являются не числами, а операторами, $\hat\psi$ и $\hat\psi^+$ наз. вторично квантованными (отсюда назв. метода — «В. к.»).

Достоинство метода В. к. в применении к системам взаимодействующих частиц состоит в том, что с его помощью естеств. образом описываются переходы между состояниями системы, вызванные взаимодействием частиц. Эти переходы сводятся к исчезновению частиц в одном состоянии и появлению их в другом. Одновременно аппарат В. к. приспособлен к рассмотрению процессов с перем. числом частиц — описывает рождение или уничтожение частиц в результате взаимодействия. В квантовой механике всякое слабо возбуждённое состояние системы взаимодействующих частиц может быть представлено как совокупность элементарных возбуждений — *квазичастиц*. Числа N_i в представлении чисел заполнения в этом случае интерпретируются как числа квазичастиц. Напр., слабо возбуждённое состояние твёрдого тела, обусловленное колебаниями атомов кристаллич. решётки, описывается как совокупность квазичастиц — *фононов*, свободно движущихся в объёме тела. При этом энергию возбуждения системы можно рассматривать как энергию идеального газа фононов. Осн. состояние системы, в к-ром отсутствуют квазичастицы, можно рассматривать как вакуум, вектор состояния к-рого удовлетворяет условию $a_i^-|0\rangle=0$. Для слабо взаимодействующего неидеального бозе-газа операторы рождения и уничтожения квазичастиц связаны с операторами рождения и уничтожения исходных частиц *Боголюбова каноническими преобразованиями*.

Квантование системы гармонических осцилляторов. Рассмотрим важный частный случай — систему n квантовых невзаимодействующих гармонич. *осцилляторов* (единичной массы) с гамильтонианом

$$H=\sum_{i=1}^{n} H_i(\hat p_i, \hat q_i),\quad H_i(\hat p_i, \hat q_i)=\frac{1}{2}(\hat p_i^2+\omega_i^2\hat q_i^2).$$

Здесь $\hat q_i$, $\hat p_i$ — операторы обобщённых координаты и импульса i-осциллятора, а параметры ω_i имеют смысл частоты колебаний. Для перехода в представление В. к. вводятся операторы уничтожения и рождения

$$a_i^-=\frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_i}}(\omega_i\hat q_i+i\hat p_i),$$

$$a_i^+=\frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_i}}(\omega_i\hat q_i-i\hat p_i).$$

Тогда гамильтониан принимает вид

$$H=\sum_{i=1}^{n}\frac{\hbar\omega_i}{2}(a_i^+a_i^-+a_i^-a_i^+). \qquad (4)$$

Операторы $a_i^\pm$ удовлетворяют перестановочным соотношениям (3а). Обозначим через ψ_{0i} решение ур-ния $a_i^-\psi_{0i}=0$; оно интерпретируется как вакуумное состояние i-осциллятора. Введём вакуумное состояние системы n осцилляторов: $|0\rangle=\prod_{i=1}^{n}\psi_{0i}$. Состояние

$$|K_1, \ldots, K_n\rangle=\prod_{i=1}^{n}\frac{1}{\sqrt{K_i!}}(a_i^+)^{K_i}|0\rangle \qquad (5)$$

является собств. ф-цией оператора H с собств. значением

$$\mathcal{E}(K_1, \ldots, K_n) = \sum_{i=1}^{n} \hbar\omega_i\left(K_i + \frac{1}{2}\right);$$

оно интерпретируется как состояние, в к-ром имеется K_1 частиц с энергией $\hbar\omega_1$, K_2 — с энергией $\hbar\omega_2$ и т. д. Векторы состояния (5) при всевозможных значениях K_i ($K_i = 0, 1, \ldots, i = 1, \ldots, n$) образуют базис в пространстве чисел заполнения. Оператор $\hat{N} = \sum_{i=1}^{n} a_i^+ a_i^-$ является оператором числа частиц, и

$$\hat{N}\,|K_1, \ldots, K_n\rangle = \sum_{i=1}^{n} K_i\,|K_1, \ldots, K_n\rangle.$$

Квантование релятивистских полей. В представлении В. к. можно рассматривать и системы с бесконечным числом степеней свободы — *поля физические*. Метод В. к. позволяет в этом случае описывать поля как совокупность частиц (квантов. поля).

Рассмотрим классич. свободное скалярное поле $\varphi(x)$, удовлетворяющее *Клейна — Гордона уравнению*. Ему соответствует *лагранжиан*

$$L_0 = \frac{1}{2}\int d^4x\left[\frac{\partial\varphi}{\partial x^\mu}\frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu} - m^2\varphi\right]$$

(x — точка пространства-времени, $\mu = 0, 1, 2, 3$, постоянная m имеет смысл массы; используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Соответствующий гамильтониан системы после разложения φ по плоским волнам приобретает вид

$$H = \frac{1}{2}\int dk\omega(k)\left[a_k^+ a_k^- + a_k^- a_k^+\right],\ \omega(k) = \sqrt{k^2 + m^2}. \quad (6)$$

Сравнение ф-л (4) и (6) показывает, что свободное поле можно рассматривать как набор невзаимодействующих осцилляторов в импульсном пространстве (нумеруемых непрерывным трёхмерным индексом $\boldsymbol{k}$), частота колебаний к-рых зависит от импульса k.

Квантование свободного поля (т. е. сопоставление ему соответствующих частиц) может быть проведено как квантование осцилляторов поля (аналогично квантованию системы гармонич. осцилляторов). Для этого величины a_k^+, a_k^- в (6) следует рассматривать как операторы, удовлетворяющие перестановочным соотношениям

$$\left[a_k^+, a_{k'}^+\right] = 0,\ \left[a_k^-, a_{k'}^-\right] = 0,\ \left[a_k^-, a_{k'}^+\right] = \delta(k - k') \quad (7)$$

(где $\delta(k)$ — дельта-функция Дирака) и действующие на вектор состояния системы в пространстве чисел заполнения. Процедура квантования свободного поля как совокупности осцилляторов совпадает при условиях (7) с процедурой *канонического квантования*.

Квантование классич. теории, описываемой набором $\varphi_j(x)$ классич. полей и лагранжианом L, обычно производится с помощью канонич. квантования (предполагается, что соответствующая классич. система допускает гамильтонову формулировку). При этом на операторы обобщённых координат $\hat{\varphi}_j(x)$ и импульсов $\hat{\pi}_j(x)$ накладываются перестановочные соотношения

$$[\hat{\varphi}_j(t, x), \hat{\pi}_k(t, x')] = i\hbar\delta_{jk}\delta(x - x'). \quad (8)$$

Если построено нек-рое представление перестановочных соотношений (8), такое, что в нём: 1) определено действие оператора Гамильтона H; 2) гамильтониан имеет основное (вакуумное) состояние Ω; 3) определены средние от полевых операторов в произвольный момент времени t по вакуумному состоянию:

$$w_n(t_1, x_1; t_2, x_2; \ldots; t_n, x_n) = \langle\Omega|\hat{\varphi}(t_1, x_1)\hat{\varphi}(t_2, x_2)\ldots\hat{\varphi}(t_n, x_n)|\Omega\rangle, \quad (9)$$

где

$$\hat{\varphi}(t, x) = e^{-itH}\hat{\varphi}(0, x)\,e^{itH},$$

то говорят, что построено квантование полевой системы.

Непосредственно провести описанную выше схему удаётся только для свободных полей. (О квантовании свободного поля Дирака см. *Дирака поле*.) Для системы свободных полей число сортов частиц и число полей совпадают.

Для лагранжианов вида $L = L_0 + gL_{int}$, где слагаемое L_{int} описывает взаимодействие полей (g — константа связи), как правило, правая часть (9) может быть построена лишь по теории возмущений по степеням g. При таком построении осуществляется квантование взаимодействующих полей в пространстве Фока, связанном с лагранжианом L_0. Однако включение взаимодействия со сколь угодно малой константой связи g столь существенно меняет картину, что взаимодействующие поля не могут быть определены в фоковском пространстве исходных невзаимодействующих полей. Для преодоления этой трудности разработана процедура устранения расходимостей (см. *Квантовая теория поля*).

Число полей, из к-рых строится модель, может не совпадать с числом сортов частиц проквантованной системы, аналогично ситуации с квазичастицами в статистич. физике. С одной стороны, могут появляться связанные состояния, с другой — частиц, соответствующих исходным полям, может не быть. Такая ситуация имеет место в совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамике*. Кванты полей, из которых строится модель,— *кварки* — не наблюдаются, а наблюдаемые адроны являются связанными состояниями кварков.

При квантовании классич. полевой системы полезно иметь информацию о её решениях. Если среди решений классич. ур-ний находятся решения с конечной энергией, локализованной в нек-рой области пространства,— *солитоны*, то они могут привести к существованию т. н. солитонного сектора в квантовом случае, в к-ром реализованы квантовые солитоны. Квантовые солитоны в принципе могут иметь статистику, противоположную статистике исходных полей. Т. о., появляется теоретическая возможность строить фермионы из бозонов. Квантовые солитоны, так же как и связанные состояния, дают возможность, исходя из небольшого числа полей, строить теорию с большим числом наблюдаемых сортов частиц. Одним из практич. методов построения теории в солитонном секторе является квантование системы с помощью фейнмановского *функционального интеграла*.

Лит.: Бете Г., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1965; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980; Дирак П., Принципы квантовой механики, 2 изд., пер. с англ., М., 1979; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, М., 1978; Швебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963.

И. Я. Арефьева.

ВТОРО́Е НАЧА́ЛО ТЕРМОДИНА́МИКИ — один из осн. законов *термодинамики*, устанавливающий необратимость реальных термодинамич. процессов. В. н. т. сформулировано как закон природы Н. Л. С. Карно (N. L. S. Carnot) в 1824, Р. Клаузиусом (R. Clausius) в 1850 и У. Томсоном (Кельвином) (W. Thomson, Kelvin) в 1851 в различных, но эквивалентных формулировках.

В. н. т. в формулировке Клаузиуса утверждает, что процесс, при к-ром не происходит никаких изменений, кроме передачи тепла от горячего тела к холодному, необратим, т. е. теплота не может самопроизвольно переходить от более холодного тела к более горячему (п р и н ц и п К л а у з и у с а). Согласно формулировке Томсона, процесс, при к-ром работа переходит в тепло без к.-л. иных изменений состояния системы, необратим, т. е. невозможно полностью преобразовать в работу всё тепло, взятое от тела, не производя никаких др. изменений состояния системы (п р и н ц и п Т о м с о н а). Принцип Томсона эквивалентен утверждению о невозможности *вечного двигателя* 2-го рода. В. н. т. можно сформулировать также в виде п р и н ц и п а К а р а т е о д о р и: вблизи любого состояния термодинамич. равновесия и сколь угодно близко к нему существует состояние, в к-рое нельзя попасть при помощи адиабатич. процесса.

Из невозможности вечного двигателя 2-го рода следует *Карно теорема* о том, что кпд любого теплового двигателя не превосходит кпд *Карно цикла* $\eta = (T_1 - T_2)/T_1$, к-рый определяется только темп-рой нагревателя T_1 и холодильника T_2. На основании теоремы Карно удаётся построить абс. шкалу темп-р (шкалу Кельвина, см. *Абсолютная температура*).

Рассматривая циклич. процесс, при к-ром система получает (или от неё отнимают) малые кол-ва теплоты δQ при абс. темп-ре T, можно сформулировать В. н. т. в виде *Клаузиуса неравенства*

$$\oint \delta Q/T \geqslant 0, \qquad (1)$$

интеграл берётся по замкнутому циклу; если тепло отнимают, то считается, что $\delta Q < 0$. Знак равенства относится к обратимым процессам (р а в е н с т в о К л а у з и у с а). Клаузиус установил неравенство (1), рассматривая циклич. процесс как предел суммы большого числа элементарных циклов Карно.

Из равенства Клаузиуса следует, что для равновесного процесса $dS = \delta Q/T$ есть полный дифференциал ф-ции состояния S, наз. *энтропией*. Если учесть *первое начало термодинамики*, согласно к-рому

$$\delta Q = dU + PdV \qquad (2)$$

(U — внутр. энергия, P — давление, V — объём), то из В. н. т. следует, что существует интегрирующий множитель T^{-1}, к-рый делает выражение (2) полным дифференциалом $dS = T^{-1}(dU + PdV)$. Поэтому В. н. т. можно сформулировать в виде неравенства $TdS - dU - PdV \geqslant 0$. Неравенство Клаузиуса можно записать в след. виде: $S_B - S_A \geqslant \int_A^B \delta Q/T$ (знак равенства соответствует обратимым процессам). Это неравенство — другая, интегральная формулировка В. н. т. Из него следует, что для адиабатически изолиров. системы ($\delta Q = 0$) при необратимых процессах энтропия возрастает, а при обратимых — остаётся неизменной.

Др. эквивалентные формулировки В. н. т. можно получить с помощью любого *термодинамического потенциала*. Напр., для *Гельмгольца энергии* (свободной энергии) $F = U - TS$ получим $dF + SdT + PdV \leqslant 0$. При выборе в качестве термодинамич. потенциала *Гиббса энергии* $G = U - TS + PV$ получим $dG + SdT - VdP \leqslant 0$.

В кинетич. теории газов В. н. т. является следствием *Больцмана H-теоремы*, т. к. H-функция Больцмана, определяемая через ср. логарифм ф-ции распределения атомов, пропорциональна энтропии идеального газа. Поэтому убывание энтропии имеет не абсолютный, а вероятностный характер.

В статистич. физике выясняется физ. смысл энтропии, связанной с логарифмом термодинамической вероятности W соотношением Больцмана $S = k \ln W$. Термодинамич. вероятность $W \gg 1$ определяется статистич. весом макроскопич. состояния. Возрастание энтропии означает переход системы из менее вероятного состояния в более вероятное.

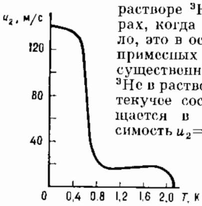
В термодинамике неравновесных процессов В. н. т. оказывается следствием положительности производства энтропии (т. е. скорости её возрастания), к-рое является положительно определённой квадратичной формой от термодинамич. сил, характеризующих отклонение системы от состояния термодинамич. равновесия. Т. о., неравновесная термодинамика даёт количественную характеристику В. н. т.

В статистич. физике устанавливают пределы применимости В. н. т., связанные с существованием флуктуаций энтропии. Вывод о *«тепловой смерти» Вселенной*, к-рый иногда делают на основе применения к ней В. н. т. как к замкнутой термодинамич. системе, не является правомерным. Ошибочны также попытки опровергнуть этот вывод, учитывая возможность флуктуаций, как это было сделано Л. Больцманом (L. Boltzmann). Дело в том, что в эволюции Вселенной существ. роль играет тяготение, к-рое не принималось во внимание.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

ВТОРОЙ ЗВУК — слабозатухающие колебания темп-ры и энтропии в сверхтекучем гелии (HeII, см. *Гелий жидкий*). Существование В. з. обусловлено появлением дополнит. степеней свободы в HeII в результате фазового перехода гелия в сверхтекучее состояние (см. *Звук в с в е р х т е к у ч е м г е л и и*); в обычных же средах температурные колебания затухают на расстояниях порядка длины волны. Скорость распространения В. з. u_2 определяется из ур-ний гидродинамики сверхтекучей жидкости (в двухкомпонентной модели, см. *Ландау теория сверхтекучести*). Если пренебречь аномально малым для гелия коэф. теплового расширения, то в волне В. з. осциллируют только темп-ра T и энтропия S, а плотность ρ и давление p остаются постоянными. Распространение В. з. не сопровождается переносом вещества (поток вещества $\boldsymbol{j} = \rho_s \boldsymbol{v}_s + \rho_n \boldsymbol{v}_n = 0$), причём сверхтекучий и нормальный компоненты, имеющие плотности ρ_s и ρ_n, колеблются со скоростями $\boldsymbol{v}_s$ и $\boldsymbol{v}_n$ в противофазе относительно друг друга.

В. з. можно также интерпретировать как колебания концентрации квазичастиц в сверхтекучем гелии. В чистом ^{4}He это колебания в системе *ротонов* и *фононов*, а в растворе ^{3}He в HeII при низких темп-рах, когда число ротонов и фононов мало, это в осн. колебания концентрации примесных квазичастиц ^{3}He, причём u_2 существенно зависит от концентрации ^{3}He в растворе. В точке перехода в сверхтекучее состояние (в λ-точке) u_2 обращается в нуль. Температурная зависимость $u_2 = \rho_s TS^2/C\rho_n$ (C — теплоёмкость гелия) для чистого ^{4}He приведена на рис. При уменьшении темп-ры u_2 стремится к предельному значению $u_2 = u_1/\sqrt{3}$, где u_1 — скорость первого (обычного) звука в гелии. В растворах ^{3}He—HeII при низких темп-рах величина u_2 близка (в меру малости концентрации ^{3}He) к $v_F/\sqrt{3}$, где v_F — фермиевская скорость в системе примесных квазичастиц ^{3}He. В вырожденных растворах ^{3}He—^{4}He скорость В. з. растёт с ростом магн. поля и при полной поляризации ядерной спиновой системы ^{3}He превосходит своё значение в отсутствие поля примерно в $\sqrt[3]{2}$ раза.



Вблизи поверхности He II может распространяться поверхностный В. з., т. е. колебания в системе поверхностных квазичастиц сверхтекучего гелия (т. н. риплонов).

В растворе ^{3}He—He II атомы ^{3}He притягиваются к поверхности He II и образуют связанную с поверхностью систему двумерных поверхностных квазичастиц. Наблюдавшийся в растворе ^{3}He—He II поверхностный В. з. представляет собой колебания концентрации поверхностных примесных квазичастиц ^{3}He.

По аналогии с В. з. в сверхтекучем гелии В. з. иногда называют также и колебания концентрации в газе др. квазичастиц, напр. в газе фононов твёрдого тела.

Существование В. з. и скорость его распространения предсказали независимо Л. Д. Ландау (1941) и Л. Тиса (L. Tisza, 1938), метод генерации В. з. предложен Е. М. Лифшицем (1944). В. з. в He II был экспериментально обнаружен В. П. Пешковым (1944). Поверхностный В. з., предсказанный А. Ф. Андреевым и

Д. А. Компанейцем (1972), был наблюдён в растворе ^{3}He—He II амер. учёными в 1974.

Лит. см. при ст. *Звук в сверхтекучем гелии.*

А. Э. Мейерович.

ВЫБОРОЧНЫЙ МЕ́ТОД — основной метод математической статистики, состоящий в принятии статистич. решений на основании в ы б о р к и, т. е. совокупности значений наблюдаемых величин, полученных в результате опытов. Выборка должна быть представительной, т. е. её объём должен обеспечивать оценку статистич. характеристик с необходимой точностью. Объём выборки либо планируется заранее, либо выясняется в процессе эксперимента, когда после каждого наблюдения решают, сделать ли след. наблюдение или принять окончат. решение.

А. А. Лебедев.

ВЫ́ВОД ПУЧКА́ и з у с к о р и т е л я — отклонение заряж. частиц от равновесной замкнутой орбиты, в результате к-рого происходит их вывод из рабочей области магн. поля *циклических ускорителей.* Проблема исключения потерь при В. п. особенно важна для *сильноточных ускорителей* непрерывного режима типа *изохронного циклотрона* и ускорителей на сверхвысокие энергии со сверхпроводящими электромагнитами.

Для В. п. необходимо осуществить заброс частиц в отклоняющее устройство, в качестве к-рого используется эл.-статич. дефлектор, канал из ферромагн. пластин, экранирующих магн. поле, или электромагнит с тонкой токовой перегородкой (септум-магнит). После первого отклоняющего устройства частицы могут проходить ещё ряд отклоняющих магнитов с последовательно возрастающей толщиной септума, а также градиентные фокусирующие устройства и квадрупольные линзы. При оптимальном выборе оптики канала вывода потери частиц происходят в осн. на септуме первого отклоняющего устройства.

Естеств. разделения орбит за счёт набора энергии достаточно для заброса частиц в дефлектор только в циклотронах на низкие энергии. В *фазотронах* для заброса частиц в магн. канал используется метод, основанный на параметрич. резонансном возбуждении радиальных колебаний с помощью двух локальных неоднородностей магн. поля, одна из к-рых имеет показатель спада поля меньше нормального, а другая — больше нормального (для данного ускорителя). В циклотронах с пространств. вариацией для В. п. может использоваться структурный резонанс 4-го порядка при $Q_r=N/4$, где $N=8$ — число периодов магн. поля, Q_r — число радиальных *бетатронных колебаний* за оборот. Наиб. перспективным для получения коэф. вывода $\sim$100% является метод (предложенный и разработанный в ОИЯИ в 1972), основанный на использовании резкой зависимости коэф. расширения замкнутой орбиты $d=(p/R)\ dR/dp$ (p — импульс частицы, R — радиус орбиты) от градиента осн. гармоники магн. поля. Подбор соответствующего значения градиента позволяет существенно увеличить разделение орбит в области радиуса вывода.

В жёсткофокусирующих ускорителях на высокие энергии используются две разл. системы вывода — быстрый (однооборотный) вывод пучка или отд. сгустков и медленный (многооборотный) резонансный вывод, осуществляемый в течение «плато» цикла магн. поля. Осн. элемент системы быстрого вывода — импульсный магнит ударного типа. Длительность фронта нарастания поля в ударном магните должна быть меньше временно́го интервала между сгустками пучка, тогда все частицы отклоняются в ударном магните на одинаковый угол и на максимуме возникших когерентных колебаний забрасываются в септум-магнит. Реализуются ударные магниты с фронтом нарастания поля до $(10-15)\cdot 10^{-9}$ с.

Для медленного вывода обычно используется нелинейный резонанс 3-го порядка $Q_r=m/3$, возбуждаемый m-й гармоникой квадратичной нелинейности магн. поля. При медленном изменении Q_r частицы попадают в область неустойчивости и забрасываются в отклоняющее устройство за счёт резонансной раскачки амплитуд колебаний. Коэф. вывода оценивается по ф-ле $K\approx 1-\delta/\Delta R$, где δ — эффективная толщина септума, ΔR — разделение орбит у септума за период резонансной раскачки.

В. С. Рыбалко.

ВЫНУ́ЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (индуцированное излучение) — электромагнитное излучение, испускаемое атомами, молекулами и др. квантовыми системами в результате процесса *вынужденного испускания.*

М. А. Ельяшевич.

ВЫНУ́ЖДЕННОЕ ИСПУСКА́НИЕ (индуцированное испускание) — испускание фотонов частоты ν возбуждёнными атомами, молекулами и др. квантовыми системами под действием фотонов (внеш. излучения) такой же частоты. В. и. происходит в результате квантового перехода с более высокого уровня энергии $\mathscr{E}_i$ на более низкий $\mathscr{E}_k$, где $\mathscr{E}_i-\mathscr{E}_k=h\nu$. Представляет собой процесс, обратный процессу поглощения излучения. Испущенное вынужденное излучение совпадает с вынуждающим не только по частоте, но и по направлению распространения, поляризации и фазе, ничем от него не отличаясь.

Понятие о В. и. было введено А. Эйнштейном (A. Einstein) в 1916 при рассмотрении термодинамич. равновесия совокупности частиц газа с эл.-магн. излучением (при определ. темп-ре T). Такое равновесие, являющееся детальным (см. *Детального равновесия принцип*), осуществляется для излучательных квантовых переходов в результате равенства суммарного числа процессов спонтанного испускания и В. и. числу процессов поглощения фотонов для каждой пары уровней энергии $\mathscr{E}_i$ и $\mathscr{E}_k$ частиц. Эти процессы характеризуются вероятностью спонтанного испускания, зависящей только от свойств испускающих частиц, и вероятностями В. и. и поглощения (вынужденных переходов), зависящими не только от свойств частиц, но и от спектральной плотности энергии вынуждающего излучения u_ν. Соответствующие вероятности равны: A_{ik}, $B_{ik}\, u_\nu$ и $B_{ki}\ u_\nu$, где A_{ik}, B_{ik} и B_{ki} — *Эйнштейна коэффициенты.* Учёт В. и. наряду со спонтанным испусканием и поглощением позволил Эйнштейну вывести *Планка закон излучения* на основе квантовых представлений.

В условиях термодинамич. равновесия B_{ik} мало́, однако в случае отсутствия термодинамич. равновесия при *инверсии населённостей* для соответствующей пары уровней энергии $\mathscr{E}_i$ и $\mathscr{E}_k$ (когда населённость верх. уровня $\mathscr{E}_i$ больше населённости ниж. уровня $\mathscr{E}_k$) число процессов В. и. преобладает над числом процессов поглощения и интенсивность излучения частоты $\nu=(\mathscr{E}_i-\mathscr{E}_k)/h$ будет возрастать. На этом принципе основано действие генераторов монохроматич. излучения в оптич. и микроволновой областях спектра — *лазеров* и *мазеров.*

Лит. см. при ст. *Излучение.* *М. А. Ельяшевич.*

ВЫНУ́ЖДЕННОЕ РАССЕ́ЯНИЕ СВЕ́ТА — рассеяние света на индуцированных самой рассеиваемой волной элементарных возбуждениях среды (оптич. и акустич. фононах, магнонах, электронах, температурных волнах и т. п.). Причина В. р. с.— обратное воздействие световых волн на рассеивающую среду, обусловленное её оптич. нелинейностью. При спонтанном рассеянии это воздействие пренебрежимо мало, так что рассеяние происходит на равновесных тепловых флуктуациях.

Возможность В. р. с. была теоретически предсказана Г. Плачеком (G. Placzek) ещё в 1934. Однако первые успешные эксперименты были проведены лишь в 1962 после появления лазеров. В. р. с. обычно наблюдается при облучении интенсивным лазерным излучением (при накачке с частотой $\nu_н$) нелинейной среды, к-рой может быть газ, жидкость, твёрдое тело, плазма (рис. 1).

В. р. с. так же, как и спонтанное, связано с модуляцией параметров среды (напр., электронной поляризуемости, показателя преломления и т. п.) при её возбуждении светом, что приводит к амплитудной модуляции рассеянного света, а следовательно, к появлению в нём новых спектральных компонент (стоксовых и антистоксовых с частотами ν_c и ν_{ac} соответственно). Однако в отличие от спонтанного *рассеяния света* при В. р. с. происходит взаимодействие излучения накачки и рассеянного света через среду, поэтому элементарные возбуждения становятся когерентными [1, 2, 3].

Наиб. характерные признаки В. р. с.— это резкое возрастание интенсивности и сужение диаграмм на-

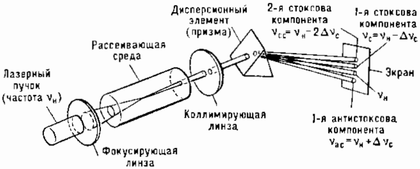


Рис. 1. Типичная схема опыта по наблюдению вынужденного комбинационного рассеяния света.

правленности стоксовых и антистоксовых компонент. В случае В. р. с. интенсивности рассеянных компонент сравнимы с интенсивностью излучения накачки (при спонтанном рассеянии они составляют $\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ интенсивности рассеиваемой волны).

Классическая теория. На классич. языке В. р. с. проще всего объяснить на примере одного из наиб. важных типов — вынужденного комбинац. рассеяния (ВКР) на колебат. переходах молекул [4]. Описание взаимодействия света с внутримолекулярными движениями основывается на учёте зависимости электронной *поляризуемости* молекул α от ядерной конфигурации, определяемой координатами ядер, а именно амплитудой их колебаний q_i (подробнее см. *Комбинационное рассеяние света*). В простейшем одномерном случае ($i=1$)

$$\alpha(q) = \alpha_0 + \left(\frac{\partial\alpha_1}{\partial q}\right)_0 q + \ldots, \qquad (1)$$

где α_0 — линейная поляризуемость. Наличие члена $(\partial\alpha_1/\partial q)_0$ в (1) является причиной модуляции света молекулярными колебаниями: в наведённой световой волной поляризации P появляются новые частотные компоненты, сдвинутые на частоту колебаний ядер (т. е. на собственную частоту колебаний молекулы):

$$P = \alpha(q)\,E = \alpha_0 E + (\partial\alpha/\partial q)_0\, qE + \ldots . \qquad (2)$$

В условиях, когда q определяется тепловыми движениями в среде, (2) описывает спонтанное комбинац. рассеяние.

Зависимость $\alpha(q)$ является одновременно причиной обратного воздействия световых волн на молекулярные колебания. Действительно, энергия взаимодействия W молекулы со световой волной выражается в виде

$$W = -PE = -\alpha(q)\,E^2,$$

и, следовательно, при $\partial\alpha/\partial q \neq 0$ в световом поле возникает сила

$$F = -\frac{\partial W}{\partial q} = \frac{\partial\alpha}{\partial q}E^2, \qquad (3)$$

действующая на колебания. Если световое поле, падающее на среду, такой частоты $\nu_н$, что $\nu_н = \Omega + \nu_c$, где Ω — собственная частота молекулярных колебаний, ν_c — стоксова компонента, то эта сила может привести к резонансной раскачке колебаний частоты ν_c, возникновению *параметрической неустойчивости*, т. н. распадной неустойчивости. В этих условиях на хаотич. внутримолекулярное движение накладываются регулярные вынужденные колебания, фазы к-рых в разл. молекулах определяются фазами компонент светового поля (происходит фазирование молекулярных колебаний во всём объёме, занятом световыми полями). Неустойчивость возникает, если интенсивность $I_н$ световой волны превышает нек-рое пороговое значение: $I_н \geq I_{пор}$. В этом случае низкочастотная стоксова компонента экспоненциально усиливается по мере распространения через среду: $I_c(x) = I_{c0}\exp(gI_н x)$. Здесь $gI_н$ — *инкремент* усиления, g — коэф. усиления, x — длина возбуждённой части среды. В практич. случаях $gI_н$ может достигать величины $\sim 10^2$.

В силу (3) амплитуда возбуждённых световой волной молекулярных колебаний $q \sim E^2$ и, следовательно, для поляризации среды можно записать, согласно (2),

$$P = P_{лин} + P_{нл} = \chi^{(1)}E + \chi^{(3)}E^3, \qquad (4)$$

где $\chi^{(3)} \sim (\partial\alpha/\partial q)^2$ — кубич. нелинейная восприимчивость. Именно она является универсальной характеристикой среды, описывающей явления В. р. с. (см. *Нелинейная оптика*).

Квантовая теория. В. р. с. рассматривается как результат взаимодействия фотонов накачки с рассеявшимися фотонами. При спонтанном рассеянии рассеявшийся фотон может оказаться в любой моде, характеризующейся частотой, поляризацией и направлением распространения фотона. Вероятность рассеяния в данную моду в единицу времени $w_{сп}$ ($с^{-1}$) пропорциональна интенсивности $I_н$ (Вт/см^2) света накачки: $w_{сп} = \sigma I_н/Mh\nu_н$, где σ (см^2) — сечение рассеяния, а величина $M = (8\pi\nu_c^2/v_c^3)\,V\Delta\nu_л$ представляет собой число мод в облучаемом объёме V, $\Delta\nu_л$ — ширина спектральной линии спонтанного рассеяния, v_c — скорость рассеянного света в нелинейной среде. Полная вероятность спонтанного рассеяния $W_{сп} = M\cdot w_{сп} = \sigma I_н/h\nu_н$. Рассеяние становится вынужденным, если в данной моде уже находится $m \gg 1$ рассеявшихся фотонов. В соответствии со статистикой Бозе — Эйнштейна, к-рой подчиняются фотоны, рассеивающийся фотон стремится попасть в ту моду, где уже есть аналогичные фотоны.

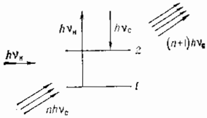


Рис. 2. Схема вынужденного комбинационного рассеяния: $h\nu_н$ — фотон накачки; $h\nu_c$ — стоксов фотон; *1* — основное состояние; *2* — возбуждённое состояние системы.

Это приводит к тому, что вероятность w_{m+1} рассеяния $(m+1)$-го фотона в данную моду (в частности, в данном направлении, рис. 2), где уже имеется m фотонов, будет в $(m+1)$ раз больше вероятности спонтанного рассеяния: $w_{m+1} = (m+1)\,w_{сп} = w_в + w_{сп}$, где $w_в = mw_{сп}$ — вероятность В. р. с. в данную моду. Т. к. $m \sim I_c$, где I_c — интенсивность рассеянного в данную моду света, и $w_{сп} \sim I_н$, то $w_в \sim I_c\cdot I_н$, т. е. вероятность В. р. с. пропорциональна произведению интенсивностей накачки ($I_н$) и рассеянного света (I_c). Учитывая, что

$$w_{m+1} \sim \frac{d}{dt}m \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_c\frac{\partial}{\partial x}\right)m, \qquad (5)$$

можно показать, что при $m \gg 1$ для стационарного случая (т. е. при $\partial/\partial t = 0$) имеет место уравнение $dI_c/dx = gI_н I_c$, описывающее экспоненциальное усиление рассеянного света, как и при классическом рассмотрении.

Основные виды В. р. с. Каждому виду спонтанного рассеяния можно сопоставить соответствующее В. р. с. Поэтому классификация В. р. с. аналогична классификации видов спонтанного рассеяния. По причинам исторически характера рассеяние, определяемое квантовыми микросистемами (молекулами, атомами, электронами), наз. комбинационным, а рассеяние, определяемое макроскопич. флуктуациями среды (плотности, темп-ры и др. термодинамич. параметров), а также ориентацией молекул в газах, твёрдых телах, жидкостях, наз. молекулярным. Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) может быть: на колебат. уровнях молекул газов, жидкостей, твёрдых тел ($\Delta\nu_c \approx 2\cdot10^2 \div 4\cdot10^3$ см$^{-1}$; коэф. усиления $g \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ см/МВт; спектральный диапазон лазеров — источников накачки $\Delta f_н$ — от УФ до средних ИК); на вращат. уровнях молекул газов ($\Delta\nu_c = (1\div6)\cdot10^2$ см$^{-1}$; $g \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ см/МВт; $\Delta f_н$ — ближний и средний ИК); на электронных уровнях атомов атомарных газов (пары металлов) ($\Delta\nu_c \simeq 10^4$ см$^{-1}$, $g \sim 10^{-2}$ см/МВт; $\Delta f_н$ — от УФ до видимого); на спиновых подуровнях уровней Ландау полупроводников, связанное с переворачиванием спина электрона в магн. поле ($\Delta\nu_c \simeq 10 \div 200$ см$^{-1}$, регулируется магн. полем, $g \simeq 10^3 \div 10^{-1}$см/МВт; $\Delta f_н$ — средний ИК: 5, 10, 12 мкм); ВКР на поляритонах в ионных кристаллах [$\Delta\nu_c \simeq (1\div5)\cdot10^2$ см$^{-1}$, регулируется поворотом кристалла, $g = 10^{-2}$ см/МВт; $\Delta f_н$ — видимый]. К молекулярному вынужденному рассеянию относятся: вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ), происходящее на гиперзвуковых волнах в газах, жидкостях, твёрдых телах, плазме [$\Delta\nu_c \simeq (1 \div 10)\cdot10^{-2}$ см$^{-1}$, $g = 10^{-1} \div 10^{-2}$ см/МВт; $\Delta f_н$ — от видимого до ближнего ИК]; вынужденное рассеяние крыла линии Рэлея (ВРКР), связанное с анизотропией молекул жидкостей и газов ($\Delta\nu_c \simeq 1 \div 10^2$ см$^{-1}$; $g \simeq 10^{-3}$ см/МВт; $\Delta f_н$ — видимый); вынужденное температурное рассеяние (ВТР) на *температурных волнах*, обусловленное поглощением света (ВТР-1) или *электрокалорическим эффектом* (ВТР-2) в жидкостях и газах ($g \simeq 10^{-3}$ см/МВт, $\Delta f_н$ — видимый); вынужденное концентрационное рассеяние на волнах концентрации в смесях разл. жидкостей или газов ($\Delta\nu_c \simeq 1 \div 10$ см$^{-1}$; $g \simeq 10^{-3}$ см/МВт; $\Delta f_н$ — видимый).

Выражение коэф. усиления g через измеряемые величины зависит от вида В. р. с. Так, напр., для ВКР

$$g_{ВКР} = \lambda_c^2 N\sigma / 8\pi m^2 \Delta\nu_л h\nu_н,$$

где λ_c — длина волны стоксовой компоненты, N (см$^{-3}$) — разность населённостей осн. и возбуждённого уровней.

Для ВРМБ

$$g_{ВРМБ} = \left[2\pi\nu_я^2 \rho\, (\partial\varepsilon/\partial\rho)^2 \sin(\theta/2)\right] / v_{зв} c^3 n \Delta\nu_л,$$

где $v_{зв}$ — скорость звука, n — показатель преломления среды, θ — угол рассеяния (рассеяние назад соответствует $\theta = \pi$), ρ — плотность среды, ε — её диэлектрич. проницаемость.

Усиление рассеянного света происходит до тех пор, пока можно пренебречь эффектами насыщения. Преобразование излучения накачки в стоксовы и антистоксовы компоненты уменьшает мощность (и энергию) накачки, а следовательно, и её интенсивность, что приводит к уменьшению усиления (т. н. насыщение по накачке).

К уменьшению коэф. усиления приводит также выравнивание населённости верх. и ниж. рабочих уровней (рис. 2), к-рое происходит, если объёмная скорость преобразования фотонов накачки велика по сравнению со скоростью релаксации в среде (т. н. насыщение среды).

В. р. с., в отличие от спонтанного, даёт возможность достичь высокой степени когерентности рассеянного света, т. к. состояние рассеянного фотона уже задаётся фотоном, содержащимся в определ. моде. Это означает, что излучение любого центра рассеяния находится в фазе с уже имеющимся рассеянным светом. В этом смысле В. р. с. аналогично вынужденному излучению при резонансном взаимодействии излучения с атомами и молекулами. Точно так же степень когерентности при В. р. с. во много раз выше степени когерентности спонтанно рассеянного света.

Большой диапазон ширин линий, разнообразные возможности концентрации световой энергии в разл. средах приводят к тому, что В. р. с. наблюдается не только в поле мощных импульсов одномодовых лазеров, но и в поле лазеров непрерывного действия, возбуждающем В. р. с. в волоконных световодах. ВКР в волоконных световодах может наблюдаться при мощности накачки $\simeq 0{,}1$ Вт; спектр ВКР в кварцевых стёклах широк, и с помощью дисперсионного элемента можно осуществлять перестройку частоты ~ 300 см$^{-1}$. Поэтому на основе ВКР в волоконных световодах созданы перестраиваемые в ближней ИК-области спектра волоконные генераторы лазерного излучения.

Интересные физ. и прикладные возможности связаны с В. р. с. пикосекундных лазерных импульсов — нестационарным ВКР, возникающим в условиях, когда длительность импульса сравнима с временем релаксации фазы элементарного возбуждения, ответственного за рассеяние [5]. В этих случаях часто возникают эффекты инерц. запаздывания, сужения стоксова импульса и др.

В. р. с. наблюдается и при «шумовой» накачке — оптич. излучении, обладающем низкой пространственной и временной когерентностью [6]. В этом случае В. р. с. может быть использовано для повышения степени когерентности.

В. р. с. нашло широкое практич. применение в *комбинационных лазерах* для эффективного преобразования частоты лазерного излучения; в *активной лазерной спектроскопии*, позволяющей проводить количеств. и качеств. газовый анализ, локальную диагностику параметров плазмы и т. п.; в задачах по *обращению волнового фронта*.

Лит.: 1) Бломберген Н., Вынужденное комбинационное рассеяние света, пер. с англ., «УФН», 1969, т. 97, в. 2; 2) Старунов В. С., Фабелинский И. Л., Вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна и вынужденное энтропийное (температурное) рассеяние света, «УФН», 1969, т. 98, в. 3; 3) Грасюк А. З., Генерация и усиление света на основе вынужденного рассеяния, «Тр. ФИАН», 1974, т. 76, с. 75; 4) Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; 5) Остон Д., Пикосекундная нелинейная оптика, в кн.: Сверхкороткие световые импульсы, под ред. С. Шапиро, пер. с англ., М., 1981; 6) Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981. *А. З. Грасюк.*

ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания, существующие в системе под действием перем. внеш. силы. Наличие внеш. силы — необходимое условие возбуждения и существования В. к. Атм. и океанич. приливы под действием Луны, тряска автомобиля, движущегося по неровной дороге, вибрации кормовой части судна под действием гидродинамич. сил, связанных с работой гребного винта,— всё это В. к.

Наиб. просты В. к. в *линейных системах*. Так, при действии периодич. внеш. силы на линейную систему возбуждаются колебания, к-рые являются суперпозицией собственных (нормальных) колебаний и В. к. По истечении нек-рого времени в результате диссипации собственные колебания затухают и в системе устанавливаются В.к., имеющие ту же частоту, что и внеш. сила. Пример В. к. в линейной системе с одной степенью свободы — электрич. колебания в контуре, состоящем из индуктивности L, ёмкости C и сопротивления R, на к-рый действует сторонняя ЭДС $\sim E \sin\omega t$. Эта система описывается ур-нием

$$L\ddot{x} + R\dot{x} + x/C = E \sin\omega t,$$

где x — заряд конденсатора. Установившиеся В. к. определяются частным решением приведённого ур-ния

$$x = X_0 \cos(\omega t + \varphi),$$

где

$$X_0 = \frac{A}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\delta^2}}, \quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{2\delta\omega}{\omega^2 - \omega_0^2},$$

$$A = E/L, \quad \omega_0^2 = 1/LC, \quad \delta = R/2L.$$

Т. о., эти В. к. представляют собой *гармонические колебания* с частотой внеш. силы, амплитуда к-рых X_0 определяется амплитудой и частотой внеш. силы и параметрами системы, а фаза φ — только частотой внеш.

силы и параметрами системы. Наиб. значение амплитуда В. к. достигает при приближении частоты внеш. силы к значению частоты собственных колебаний ω_0 системы, когда наступает *резонанс*.

При периодической, но негармонической внеш. силе В. к. в линейной системе представляют собой суперпозицию колебаний, соответствующих отдельным гармонич. составляющим внеш. силы.

В линейных связанных системах со мн. степенями свободы характер В. к. усложняется, в частности возбуждение В. к. и резонансные явления наступают при приближении частоты внеш. силы к одной из частот нормальных колебаний. При этом возможны случаи, когда резонанс на нек-рых нормальных частотах отсутствует,— это имеет место, если внеш. сила «ортогональна» собств. колебанию, т. е. приложена т. о., что колебания с соответствующей конфигурацией не возбуждаются (напр., сила приложена в узле колебания).

В. к. в линейных распределённых системах, обладающих бесконечным числом степеней свободы, сохраняют типичные черты В. к. в системах со мн. степенями свободы. При частоте внеш. воздействия ω, совпадающей с одной из собств. (нормальных) частот ω_n системы, имеет место резонансное нарастание амплитуды колебаний с частотой ω_n, тем большее, чем меньше затухание δ. В безграничной линейной распределённой системе со сплошным спектром бегущих нормальных волн $E_k \sim$ $\sim E_{k0}\exp[-i\,(kx-\omega t)]$ и волновыми числами, определяемыми дисперсионным ур-нием $k=k\,(\omega)$, резонансное возбуждение соответствует близости (равенству) фазовых скоростей одной из нормальных волн среды и волны возбуждающей силы («пространственный» резонанс или синхронизм).

При действии внеш. силы на нелинейную систему характер имеющих место в системе колебаний существенно сложнее. Так, наряду с колебаниями, имеющими частоту внеш. силы, здесь могут появиться колебания др. частот, напр. возможно возникновение разл. гармоник внеш. силы, параметрич. возбуждение субгармоник и даже возбуждение автоколебаний. «Нелинейному резонансу» присуща зависимость резонансной частоты от амплитуды колебаний, возможность скачкообразного изменения амплитуды колебаний при медленном изменении частоты. Спектр колебаний в нелинейной системе может значительно отличаться от спектра внеш. воздействия и даже может стать сплошным, несмотря на монохроматичность внеш. воздействия (см. *Стохастические колебания*). Сложность колебаний в нелинейной системе при действии внеш. сил даёт возможность выделить в таких системах класс В. к. только в простых частных случаях; в общем случае в нелинейных системах разделение В. к. и др. видов колебаний теряет смысл.

Лит.: Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 3 изд., М., 1973; Хаяси Т., Нелинейные колебания в физических системах, пер. с англ., М., 1968; Мандельштам Л. И., Лекции по теории колебаний, М., 1972; Основы теории колебаний, М., 1978; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. Д. Шалфеев.

ВЫПРЯМИТЕЛЬ — устройство для преобразования перем. тока (напряжения) в постоянный. Осн. элементом В. является нелинейный элемент (вентиль). В качестве нелинейного элемента используют управляемые вентили (*тиристоры*) или неуправляемые (диоды). В зависимости от характера нагрузки определяют выходные параметры В.: значение выпрямленного напряжения или тока u_0, J_0; амплитуду и частоту 1-й гармоники выходного тока J_1, ω; коэф. пульсаций $k_я=J_1/J_0$; выходное сопротивление; нагрузочную характеристику $u_0(J_0)$. В. классифицируют по след. признакам: числу фаз первичной и вторичной обмоток трансформатора; схеме соединения вентилей и форме выпрямленного напряжения (тока).

Простейшей схемой В. является однополупериодная схема с резистивной нагрузкой R (рис. 1, *а*). Вентиль D обладает конечным, но очень малым сопротивлением в одном направлении ($u>u_{пор}$) и очень большим — в другом ($u<u_{пор}$). При воздействии синусоидальной эдс $e\,(t)=E\sin(\omega t)$ ток в выходной цепи имеет вид синусоидальных импульсов с амплитудой J_m (рис. 1, *б*),

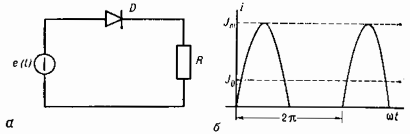


Рис. 1. Простейший выпрямитель: *а* — схема; *б* — временная диаграмма выходного тока.

содержащих пост. составляющую $J_0=J_m/\pi$, 1-ю гармонику, соответствующую частоте выпрямляемого напряжения, $J_1=J_m/2$, кратные ей гармоники с частотами $n\omega$. Характер нагрузки выбирается из расчёта макс. подавления всех переменных составляющих. В простейшем случае это может быть сделано с помощью ёмкости C, включённой параллельно R. Если постоянная времени $\tau=RC$ велика по сравнению с периодом $T=$ $=2\,\pi/\omega$, то амплитуда пульсаций выходного напряжения мала и можно считать $u_{вых}\,(t)\approx u_0=J_0R$. Недостатками однополупериодных В. являются низкий уровень выпрямленного напряжения, значит. коэф. пульсаций при реальных значениях параметров, большое обратное напряжение на вентиле ($u_{обр}\approx 2\,E$), поэтому они используются только в маломощных устройствах ($J_0<10$ мА). Для улучшения показателей В. применяют схему со ср. точкой (рис. 2, *а*). Диаграмма тока в выходной цепи

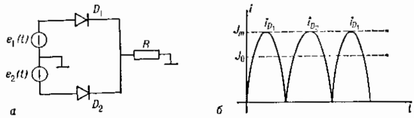


Рис. 2. Двухполупериодный выпрямитель: *а* — схема; *б* — временная диаграмма выходного тока.

изображена на рис. 2, *б*. Постоянная составляющая выходного тока $J_0=2J_m/\pi$, частота основной гармоники равна 2ω. Схема со ср. точкой используется в двухполупериодных В., у к-рых коэф. пульсаций и выходное сопротивление снижаются примерно в 2 раза. Ещё лучшими показателями обладают схемы выпрямления многофазного тока, т. к. при этом уменьшается величина пульсаций и возрастает их частота, а следовательно, облегчается задача выбора ёмкости. При числе фаз m значения постоянной составляющей выпрямленного тока, обратного напряжения на вентиле и коэфф. пульсаций равны:

$$J_0=m\pi^{-1}\sin(\pi/m)\,J_m;$$

$$u_{обр}\approx 2{,}1E\sin(\pi/m);$$

$$k_я=2/(m^2-1),$$

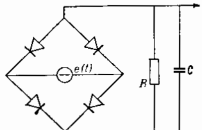


Рис. 3. Мостовая схема выпрямителя.

где $m=2{,}3\;\ldots$. Широко распространены также мостовые схемы, удобные для двухполупериодных В. (рис. 3). Для увеличения выходного напряжения используют схемы с умножением выпрямленного напряжения при помощи конденсаторов, к-рые способны накапливать и в течение нек-рого времени сохранять электрич. заряд. Для уменьшения величины пульсаций применяют сглаживающие фильтры (см. *Фильтры электрические*).

Как правило, они состоят только из реактивных элементов, чтобы не уменьшать значения постоянной составляющей выпрямленного тока. Отношение коэф. пульсаций на выходе фильтра к коэф. пульсаций на его входе наз. коэффициентом сглаживания:

$$k_{\text{сгл}} = k_{\text{п}}^{\text{вых}} / k_{\text{п}}^{\text{вх}}.$$

Лит.: Полупроводниковые выпрямители, 2 изд., М., 1978; Руденко В. С., Сенько В. И., Чиженко И. М., Основы преобразовательной техники, 2 изд., М., 1980.

Р. С. Абрамова.

ВЫРОЖДЕНИЕ в квантовой теории — существование разл. состояний квантовой системы, в к-рых нек-рая физ. величина A принимает одинаковые значения. Соответствующий такой величине оператор $\hat{A}$ обладает совокупностью линейно независимых *собственных функций* ψ_a^k, $\hat{A}\psi_a^k = a\psi_a^k$, $k = 1, \ldots K$, отвечающих одному собств. значению a. Число K наз. кратностью вырождения собств. значения a, оно может быть конечным или бесконечным; k может принимать дискретный или непрерывный ряд значений. С бесконечной кратностью (мощности континуума) вырождены, напр., собств. значения оператора энергии свободной частицы по всевозможным направлениям импульса $|\boldsymbol{p}| = \sqrt{2m\mathscr{E}}$ (m и $\mathscr{E}$ — масса и энергия частицы).

В. собств. значений, как правило, связано с симметрией данной физ. величины по отношению к нек-рой группе преобразований. Симметрия означает, что существуют операторы $\hat{B}_n$ др. физ. величин $\{B_n\}$, коммутирующие с $\hat{A}$, $[\hat{A}, \hat{B}_n] = 0$, и, следовательно, имеющие с ним общие собств. ф-ции. Собств. ф-ции оператора $\hat{A}$, преобразующиеся по неодномерному представлению группы симметрии, будут иметь одно и то же собств. значение a, поскольку величина A не изменяется при преобразованиях симметрии. Так, операторы кинетич. энергии $\hat{\boldsymbol{p}}^2/2m$ и квадрата орбитального момента $\hat{\boldsymbol{L}}^2$, гамильтониан частицы в центр. поле $U(r)$: $\hat{H} = \hat{\boldsymbol{p}}^2/2m + U(r)$ симметричны относительно пространств. поворотов. Такие преобразования порождаются операторами проекций момента импульса $\hat{L}_i$, $i = x, y, z$, коммутирующими с гамильтонианом, но не коммутирующими между собой. Представления группы вращений (кроме тривиального) неодномерны, их размерность равна $2l+1$, где l — целое неотрицат. число, задающее собств. значения $\hbar^2 l(l+1)$ оператора квадрата орбитального момента $\hat{L}^2$. Соответствующие квантовые состояния отличаются проекцией момента $\hbar m$, $|m| \leqslant l$, на нек-рое выделенное направление. Т. о., собств. значения перечисл. операторов оказываются вырожденными по проекции орбитального момента с кратностью $2l+1$.

Особое значение в квантовой механике имеет В. собств. значений гамильтониана (В. уровней энергии). Генераторы группы симметрии гамильтониана являются интегралами движения. Поэтому признаком В. уровней энергии системы является существование неск. одновременно неизмеримых (т. е. некоммутирующих, как $\hat{L}_x$ и $\hat{L}_y$ в примере выше) интегралов движения. Уровни энергии электрона в атоме водорода вырождены не только по m, но и по l (т. н. *случайное вырождение*). Это связано с существованием независимого интеграла движения, специфического для кулоновского поля (т. н. вектора Рунге — Ленца), $\boldsymbol{A} = \boldsymbol{r}/r - (\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{L})/m_e Ze^2$ (m_e и e — масса и заряд электрона, Z — ат. номер). Преобразования симметрии, порождаемые операторами $\hat{\boldsymbol{L}}$ и $\hat{\boldsymbol{A}}$, совместно образуют более широкую группу симметрии $O(4)$ (В. А. Фок, 1935). В результате атомные уровни вырождены по всем значениям l, $0 \leqslant l \leqslant n-1$ (где n — главное квантовое число), что с учётом двух возможных проекций спина даёт кратность вырождения $K = 2n^2$.

Осн. состояние (с мин. энергией) квантовой системы, как правило, имеет симметрию гамильтониана и поэтому единственно (невырождено). Однако может случиться, что симметричное состояние не обладает мин. энергией, и тогда осн. состояние оказывается вырожденным; при этом различные собств. векторы, отвечающие мин. энергии, не обладают симметрией гамильтониана. Такие модели широко применяются в совр. квантовой теории поля — теории со *спонтанным нарушением симметрии* (см. также *Вырождение вакуума*).

Если симметрия физ. величины A нарушается дополнит. взаимодействием, то В. снимается (полностью или частично), т. е. уточнённые собств. значения этой величины уже не вырождены (или вырождены с меньшей кратностью). Напр., для атома в электрич. поле снимается В. энергии по $|m|$ (*Штарка эффект*), а в магн. поле — по m (*Зеемана эффект*). Представление о нарушенных (т. е. приближённых) симметриях широко используется в теории элементарных частиц.

С явлением В. связаны важные физ. свойства квантовых систем. Так, В. атомных уровней с кратностью 2, 8, 18, ... определяет структуру периодич. системы элементов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Мессиа А., Квантовая механика, пер. с франц., т. 1—2, М., 1978—79.

Д. В. Гальцов.

ВЫРОЖДЕНИЕ ВАКУУМА — *вырождение* основного (с наим. плотностью энергии) состояния квантовомеханич. системы с бесконечным числом степеней свободы; возникает при *спонтанном нарушении симметрии*, когда вакуумное состояние системы, обладающей нек-рой симметрией (непрерывной или дискретной), оказывается неинвариантным относительно этой симметрии: преобразования симметрии переводят один вакуум в другой с тем же значением плотности энергии. Такие преобразования нельзя задать унитарными операторами в пространстве *векторов состояний*, поэтому разл. вакуумы определяют разл. пространства состояний системы. Для симметрии, описываемой непрерывной группой G, заданной *генераторами группы* $Q^{(a)}$, инвариантность системы относительно преобразований этой группы означает, что гамильтониан системы H коммутирует со всеми $Q^{(a)}$, т. е. $[Q^{(a)}, H] = 0$. Вакуумное состояние $|0\rangle$ инвариантно относительно преобразований из группы G, если $Q^{(a)}|0\rangle = 0$, и не инвариантно, если для нек-рых генераторов $Q^{(a)}|0\rangle \neq 0$. Из инвариантности вакуума следует инвариантность гамильтониана (т. н. теорема Коулмена [1,3]). Обратное утверждение в общем случае неверно из-за возможного В. в. Наличие В. в. проявляется в существовании не инвариантных относительно G *вакуумных средних* значений операторов полей, описывающих систему.

Примером В. в. в теории твёрдого тела может служить осн. состояние изотропного ферромагнетика, в к-ром вектор намагниченности $\boldsymbol{M} \neq 0$ и произвольно ориентирован в пространстве. Каждому направлению $\boldsymbol{M}$ соответствует свой «вакуум» (осн. состояние). Вакуум, соответствующий данному $\boldsymbol{M}$, инвариантен относительно вращений вокруг оси, направленной по $\boldsymbol{M}$, и не инвариантен относительно любых других вращений.

В квантовой теории поля для описания В. в. удобно пользоваться *эффективным потенциалом* системы $V_{\text{эфф}}(\varphi_c)$, определяющим плотность энергии в вакуумном состоянии, для к-рого вакуумные ср. значения полей $\varphi(x)$ равны φ_c [x — пространственно-временная точка, $x = (x^0 = t, x^1, x^2, x^3)$; используется система единиц $\hbar = c = 1$]. Истинный физ. вакуум соответствует значению $\varphi_c = \varphi_{c0}$, при к-ром $V_{\text{эфф}}$ имеет абс. минимум. В нулевом приближении $V_{\text{эфф}}$ совпадает с потенц. ф-цией лагранжиана классич. полей. Напр., в теории изовекторного (с *изотопическим спином* 1) скалярного поля $\varphi^{(\alpha)}(x)$, $\alpha = 1, 2, 3$ — изотопич. индекс, в нулевом приближении

$$V_{\text{эфф}} = -\frac{\mu^2}{2}\varphi_c^2 + \frac{\lambda}{4}(\varphi_c^2)^2,$$

где $\varphi_c^2 = \varphi_c^{(\alpha)}\varphi_c^{(\alpha)}$, $\varphi_c^{(\alpha)} = \langle 0|\varphi^{(\alpha)}|0\rangle$, параметр μ имеет размерность массы, а λ — безразмерная константа взаимодействия (здесь и далее по повторяющимся индексам предполагается суммирование). При $\mu^2>0$ физ. вакуум соответствует значению $\varphi_{c0}^2=\mu^2/\lambda$. Как и в примере с ферромагнетиком, он фиксируется заданием направления $\varphi_{c0}^{(\alpha)}$ в изотопич. пространстве, напр. $\varphi_{c0}^{(\alpha)}=(0,\ 0,\ \varphi_{c0})$. Эта величина очевидно инвариантна относительно вращений вокруг третьей оси изотопич. пространства и не инвариантна относительно других вращений. Согласно *Голдстоуна теореме*, это приводит к необходимости существования безмассовых *голдстоуновских бозонов*.

Важным примером физ. теории с В. в. является теория *электрослабого взаимодействия*, в которой В. в. достигается с помощью введения скалярных *Хиггса полей*.

Лит.: 1) Гриб А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; 2) Квантовая теория калибровочных полей. Сб. ст., пер. с англ., М., 1977; 3) Ициксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 2, М., 1984. *А. Т. Филиппов.*

ВЫРОЖДЕ́НИЯ ТЕМПЕРАТУ́РА — температура, ниже к-рой у газа начинают проявляться квантовые свойства, обусловленные тождественностью его частиц (см. *Вырожденный газ*). При В. т. длина волны де Бройля, соответствующая энергии теплового движения частиц, становится сравнимой со ср. расстоянием между ними. Для бозе-газа В. т. определяется как темп-ра, ниже к-рой происходит *Бозе — Эйнштейна конденсация* — переход нек-рой доли частиц в состояние с нулевым импульсом. Для идеального бозе-газа В. т. равна

$$T_0=\frac{\hbar^2}{mk}\,\frac{2\pi}{(gG)^{2/3}}\left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}\approx\frac{3{,}31}{g^{2/3}}\,\frac{\hbar^2}{mk}\left(\frac{N}{V}\right)^{2/3},$$

где N — число частиц, V — объём, m — масса частицы, $g=2s+1$, s — спин частицы, $G=\sum\limits_{l=1}^{\infty} l^{-3/2}$.

Для ферми-газа В. т. не связана с фазовым переходом, она равна макс. энергии частиц при абс. нуле темп-ры (энергии Ферми), выраженной в градусах, т. е. делённой на k. Для идеального ферми-газа

$$T_0=\frac{1}{2}\left(\frac{6\pi^2}{g}\right)^{2/3}\frac{\hbar^2}{mk}\left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}.$$

Для электронов в металле $T_0\sim10^4$ К. *Д. Н. Зубарев.*

ВЫРОЖДЕННАЯ ГИПЕРГЕОМЕТРИ́ЧЕСКАЯ ФУ́НКЦИЯ — решение вырожденного (конфлюэнтного) гипергеом. ур-ния

$$zu''+(\gamma-z)\,u'-\alpha u=0, \tag{1}$$

регулярное в окрестности точки $z=0$ комплексной плоскости при $\gamma\neq0,\ -1,\ -2,\ldots$ и любых значениях α. Впервые исследована Э. Куммером (E. Kummer) в 1836. В круге любого конечного радиуса В. г. ф. 1-го рода можно задать с помощью сходящегося ряда Куммера

$$u_1(z)=F(\alpha,\ \gamma,\ z)=1+\frac{\alpha}{\gamma}\,\frac{z}{1!}+\frac{\alpha+1}{\gamma+1}\,\frac{z^2}{2!}+\ldots=$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(\alpha)_n}{(\gamma)_n}\,\frac{z^n}{n!}, \tag{2}$$

где $(a)_n=a(a+1)\ldots(a+n-1)=\Gamma(a+n)/\Gamma(a)$. Вторым линейно независимым решением ур-ния (1) при $\gamma\neq0,\ \pm1,\ \pm2,\ldots$ является В. г. ф. 2-го рода:

$$u_2(z)=G(\alpha,\ \gamma,\ z)=\frac{\Gamma(1-\gamma)}{\Gamma(\alpha-\gamma+1)}F(\alpha,\ \gamma,\ z)+$$

$$+\frac{\Gamma(\gamma-1)}{\Gamma(\alpha)}z^{1-\gamma}F(\alpha-\gamma+1,\ 2-\gamma,\ z).$$

Для В. г. ф. 1-го рода при $\mathrm{Re}\,\gamma>\mathrm{Re}\,\alpha>0$ справедливо интегральное представление

$$F(\alpha,\ \gamma,\ z)=\frac{\Gamma(\gamma)}{\Gamma(\alpha)\,\Gamma(\gamma-\alpha)}\int\limits_0^1 dt\,e^{zt}t^{\alpha-1}(1-t)^{\gamma-\alpha-1},$$

а для В. г. ф. 2-го рода при $\mathrm{Re}\,\alpha>0$, $|\arg z|<\pi$:

$$G(\alpha,\ \gamma,\ z)=\Gamma^{-1}(\alpha)\int\limits_0^{\infty}dt\,e^{-zt}t^{\alpha-1}(1+t)^{\gamma-\alpha-1}.$$

Ф-ции $F(\alpha,\gamma,z)$ — целая аналитич. ф-ция z; $G(\alpha,\gamma,z)$ — аналитич. ф-ция в комплексной плоскости z с разрезом вдоль веществ. оси при $z<0$. В. г. ф. связаны с *гипергеометрической функцией* соотношением:

$$F(\alpha,\ \gamma,\ z)=\lim_{\beta\to\infty}F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z/\beta).$$

Для ф-ции $G(\alpha,\gamma,z)$ справедливо асимптотич. разложение $G\sim z^{-\alpha}$, $z\to\infty$. Справедливы ф-лы дифференцирования:

$$\frac{d}{dz}F(\alpha,\ \gamma,\ z)=(\alpha/\gamma)\,F(\alpha+1,\ \gamma+1,\ z),$$

$$\frac{d}{dz}G(\alpha,\ \gamma,\ z)=-\alpha G(\alpha+1,\ \gamma+1,\ z).$$

Любые 3 ф-ции $F(\alpha_i,\ \gamma_i,\ z)$ $(i=1,\ 2,\ 3)$ в случае, когда $\alpha_i-\alpha_k$, $\gamma_i-\gamma_k$ являются целыми числами, связаны соотношениями $\sum\limits_{i=1}^{3}C_i(z)\,F(\alpha_i,\ \gamma_i,\ z)=0$, где $C_i(z)$ — нек-рые полиномы по переменной z. Аналогичное утверждение справедливо для ф-ций $G(\alpha,\gamma,z)$. Имеют место также функциональные соотношения, напр.

$$F(\alpha,\ \gamma,\ z)=e^zF(\gamma-\alpha,\ \gamma,\ -z),$$

$$G(\alpha,\ \gamma,\ z)=z^{1-\gamma}G(\alpha-\gamma+1,\ 2-\gamma,\ z).$$

Через В. г. ф. выражаются мн. элементарные и спец. ф-ции, напр. цилиндрич. ф-ции, интегральные ф-ции. При $\alpha=-n$, где n — целое положит. число, В. г. ф. сводятся к полиномам, к-рые с точностью до пост. множителя совпадают с обобщёнными полиномами Лагерра (см. *Ортогональные полиномы*).

Лит.: Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1973; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984.

ВЫРОЖДЕННЫЕ КОЛЕБА́НИЯ молекул — *нормальные колебания* многоатомных молекул, имеющие одинаковые частоты и формы. Число нормальных колебаний нелинейной молекулы равно $3N-6$, а линейной — $3N-5$, где N — число атомов. При наличии у молекулы определ. элементов симметрии это число уменьшается, т. к. появляются разл. колебат. состояния с одинаковой энергией и соответствующие колебат. уровни энергии вырождаются (см. *Вырождение*).

Положение колебат. уровней энергии многоатомной молекулы определяется ф-лой

$$\mathcal{E}_{\text{кол}}=h\sum_k\nu_k\,(v_k+{}^1/_2), \tag{*}$$

где ν_k — частоты нормальных колебаний, v_k — колебат. *квантовые числа*. При вырождении частоты ν_k двух или более нормальных колебаний оказываются одинаковыми и в (*) появляются члены вида $(v_k+g_k/2)$, где $v_k=\sum\limits_i v_{ik}$ (v_{ik} — квантовые числа нормальных колебаний, g_k - число колебаний с одинаковым значением ν_k — т. н. степень вырождения). Так, если имеются два нормальных колебания одинаковой частоты, то состояние с $v_k=1$ реализуется при комбинациях $v_{1k}=1$, $v_{2k}=0$ и $v_{1k}=0$, $v_{2k}=1$. Такой уровень энергии наз. дважды вырожденным. Состояние с $v_k=2$ реализуется при комбинациях $v_{1k}=2$, $v_{2k}=0$; $v_{1k}=1$, $v_{2k}=1$; $v_{1k}=0$, $v_{2k}=2$. Колебат. уровень энергии будет трижды вырожденным. В общем случае степень вырождения уровней энергии равна $^1/_2\ (v_k+1)\ (v_k+2)$.

В сложных многоатомных молекулах вырождение колебаний может иметь место не только вследствие симметрии молекул, но и при случайном совпадении частот колебаний, относящихся к одному и тому же типу симметрии. Такое вырождение наз. случайным. См. также *Колебания молекул.* *В. Г. Дашевский.*

ВЫРОЖДЕННЫЙ ГАЗ — газ, обладающий существенно квантовыми свойствами в условиях, когда ср. расстояние между его частицами порядка (или меньше) ср. длины волны де Бройля (см. также *Квантовый газ*). Вырождение наступает, когда темп-ра газа становится ниже *вырождения температуры.* В зависимости от спина частиц существуют вырожденные ферми-газы (полуцелый спин в единицах $\hbar=h/2\pi$) и вырожденные бозе-газы (нулевой или целый спин). Для бозе-газа темп-ра вырождения совпадает с темп-рой *Бозе—Эйнштейна конденсации.*

Вырожденными ферми-газами являются: электроны в металлах (для них из-за малой массы электрона темп-ра вырождения очень велика, $\sim 10^4$ К); подвижные носители заряда (электроны и дырки) при большой их концентрации в полупроводниках (вырожденные полупроводники); атомные ядра с большим зарядом (их можно приближённо рассматривать как В. г. нуклонов). Вырожденным бозе-газом (точнее, *квантовой жидкостью*) является ^{4}He в состоянии *сверхтекучести*, газы фононов и экситонов в кристаллич. решётке, газ фотонов.

В. г. — состояние вещества, широко распространённое в космосе: электронный ферми-газ в *белых карликах, красных гигантах и сверхгигантах*; равновесный бозе-газ фотонов реликтового излучения (см. *Микроволновое фоновое излучение*); неравновесное излучение космических мазеров (см. *Мазерный эффект* в космосе); ферми-газ нейтронов (см. *Нейтронизация вещества*) и нейтрино (см. *Гравитационный коллапс*). *Д. Н. Зубарев.*

ВЫРОЖДЕННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК — *полупроводник*, в к-ром энергетич. распределение носителей заряда описывается *Ферми — Дирака статистикой.* Уровень Ферми в В. п. расположен либо внутри зоны проводимости или валентной зоны, либо находится в запрещённой зоне в непосредственной близости от краёв этих зон, на расстоянии порядка kT (T — абс. темп-ра). Собственные полупроводники становятся вырожденными при высоких темп-рах, когда kT сравнимо с шириной запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$. В собственных полупроводниках с узкой запрещённой зоной (HgSe, HgTe) вырождение носителей одного или обоих типов наступает уже при комнатной темп-ре. В примесных полупроводниках электроны проводимости (дырки) становятся вырожденными при высоких концентрациях донорной (акцепторной) примеси. При интенсивном оптич. возбуждении или сильной инжекции носителей заряда возможно вырождение неравновесных носителей.

При произвольной степени вырождения термодинамич. и кинетич. характеристики равновесной электронно-дырочной системы полупроводника выражаются через интегралы Ферми — Дирака:

$$F_n(z)=\int\limits_0^\infty \frac{x^n\,dx}{\exp(x-z)+1}\,. \qquad (1)$$

Здесь $z=\xi/kT$, ξ — хим. потенциал. В случае сильного вырождения (при $\exp(\xi/kT)\gg 1$) эти ф-лы заметно упрощаются и для примесных В. п. имеют тот же вид, что и для *металлов.*

Вырождение носителей заряда особенно заметно проявляется в тех кинетич. эффектах, к-рые обусловлены тепловым разбросом в распределении носителей по энергиям. К таким эффектам относятся магниторезистивный эффект (см. *Магнетосопротивление*), электронная теплопроводность, *Нельтье эффект*, *Нернста эффект*, *Эттингсхаузена эффект* и др. в полупроводниках с изотропным энергетич. спектром. В полностью В. п. (при $T=0$К) эти эффекты отсутствуют, т. к. в силу *Паули принципа* в явлениях переноса в таких полупроводниках принимают участие лишь носители заряда, находящиеся на *ферми-поверхности* и обладающие одной и той же энергией. При $T\neq 0$К эти эффекты имеют место, но они невелики — их величина приблизительно в ξ/kT или в $(\xi/kT)^2$ (в зависимости от рассматриваемого эффекта) раз меньше, чем в невырожденном полупроводнике.

Наиб. ярко особенности В. п. проявляются в присутствии квантующего магн. поля (см. *Де Хааза—ван Альфена эффект*, *Шубникова—де Хааза эффект* и др.). В. п. используются в *туннельных диодах* и *инжекционных лазерах.*

Лит.: Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Блекмор Дж., Статистика электронов в полупроводниках, пер. с англ., М., 1964.
Э. М. Эпштейн.

ВЫСОКОВОЛЬТНАЯ ФОТОЭДС — аномальная эдс, возникающая вдоль освещаемой поверхности *полупроводника* или *диэлектрика* и пропорциональная длине освещённой области. В. ф. может превышать 10^3В. Подробнее см. в ст. *Фотогальваномагнитные явления.*

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЕ РАЗРЯДЫ — виды электрических разрядов в газах, возникающие при большой разности потенциалов между электродами. Типичный пример В. р.— грозовые разряды в земной атмосфере, приводящие к ярким вспышкам молнии. К В. р. можно также отнести корону высокочастотную и высокочастотный *факельный разряд*, *коронный разряд* на пост. токе, применяемый, в частности, в электрофильтрах и электросепараторах, *вакуумный пробой* и др.

Лит. см. при ст. *Электрические разряды в газах.*

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ — устройство для ускорения заряж. частиц электрич. полем, постоянным в течение всего времени ускорения частиц. Осн. элементы В. у.— источник заряж. частиц, ускоряющая система и высоковольтный генератор (рис. 1). Напряжение u, получаемое от высоковольтного генератора *1*, подаётся на электроды ускоряющей системы *3* и создаёт внутри неё электрич. поле. Заряж. частицы из источника *2* ускоряются этим полем до энергии $\mathscr{E}=enu$ эВ, где ne — заряд ускоряемой частицы (e — элементарный электрич. заряд; u выражено в В). Используя перезарядку ча-

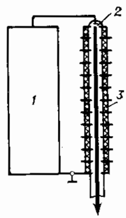


Рис. 1. Схема высоковольтного ускорителя (линия со стрелкой изображает траекторию частицы).

стиц, можно при том же u получить частицы с энергией, в неск. раз превышающей энергию в обычных В. у. (см. *Перезарядный ускоритель*).

Осн. преимущество В. у. по сравнению с др. типами ускорителей — возможность получения пучков заряж. частиц с высокой стабильностью энергии и малым разбросом по энергии частиц, ускоряемых в постоянном во времени и однородном электрич. поле, а также возможность создания установок с большой мощностью и высоким кпд. С помощью В. у. может быть получена относит. нестабильность энергии $\sim 10^{-4}$, а у отдельных В. у. $\sim 10^{-5}$—10^{-6}. Благодаря этому В. у. нашли широкое применение как при исследованиях в атомной и ядерной физике, так и для решения разл. прикладных задач.

Размеры В. у. определяются его ускоряющим напряжением и электрич. прочностью изоляции генератора и ускоряющей системы. Наибольшие достигнутые величины ускоряющего напряжения генератора ок. 20

МВ, проектируются генераторы на напряжение до 30 МВ.

При $u \leqslant 1$ МВ в качестве высоковольтной изоляции В. у. часто используют воздух при атм. давлении. Ускорители с $u > 1$ МВ размещают в герметичных сосудах, заполненных газом при давлении, в 5—15 раз превышающем атмосферное (0,5—1,5 МПа), к-рый имеет более высокую электрич. прочность. Это значительно уменьшает размеры В. у. и снижает его стоимость. Особенно эффективно применение эл.-отрицат. газов (SF_6, фреона), подавляющих возникновение разряда в изоляц. промежутке, а также их смесей с азотом и углекислотой. Ускорители с импульсным ускоряющим напряжением размещают в камерах с жидким диэлектриком (трансформаторным маслом или дистиллиров. водой).

Для повышения рабочего градиента напряжения в высоковольтной изоляции В. у. с целью уменьшения их размеров большие изоляц. промежутки разделяют на ряд малых элементов с помощью металлич. электродов, требуемое распределение потенциала на к-рых задаётся спец. делителем напряжения; при этом допустимая напряжённость электрич. поля для всего промежутка оказывается близкой к допустимой напряжённости для отд. элемента.

Уменьшить размеры В. у. можно также, используя перезарядку частиц во время их ускорения.

Источники заряженных частиц для В. у. Источником электронов у большинства В. у. служит термокатод с прямым или косв. накалом в сочетании с системой электродов, формирующих электронный пучок на нач. участке его движения. Часто используется конфигурация электродов, предложенная Дж. Пирсом (J. Pierce), или её модификации, препятствующие расходимости пучка под действием его объёмного заряда (рис. 2). В ускорителях, работающих в непрерывном режиме, плотность электронного тока у поверхности катода составляет 0,5—1 А/см²; при работе в импульсном режиме она может быть в неск. раз выше.

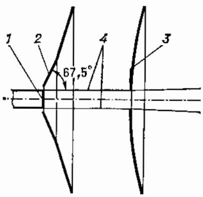


Рис. 2. Схема источника электронов с системой электродов Пирса: 1 — катод; 2 — прикатодный электрод; 3 — анод; 4 — граница электронного пучка.

В импульсных сильноточных В. у. используются катоды с автоэлектронной и взрывной эмиссией. Первоначальным источником электронов являются мельчайшие выступы на поверхности катода, вблизи к-рых локальное электрич. поле достигает 10^7 В/см. Затем протекающий по микровыступам электрич. ток вызывает их быстрый нагрев и частичное испарение. Облако пара под действием электронного пучка превращается в плазму, к-рая сама становится источником электронов и через нек-рое время, расширяясь, замыкает ускоряющий промежуток.

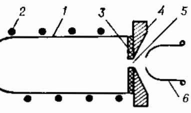


Рис. 3. Схема высокочастотного источника ионов: 1 — разрядная камера; 2 — обмотка колебательного контура; 3 — изоляционная вставка; 4 — основание источника; 5 — отверстие для отбора ионов; 6 — вытягивающий электрод.

В большинстве *ионных источников* первичная ионизация происходит в камере, заполненной газом или паром при давлении 10—10^{-1} Па ($\sim 10^{-1}$—10^{-3} мм рт. ст.), под действием электрич. разряда: высокочастотного (ВЧ источники, рис. 3), дугового в неоднородных электрич. и магн. полях [дуоплазмотрон, предложенный М. Арденне (M. Ardenne)] и др. Ионы, образующиеся в разряде, извлекаются полем т. н. вытягивающего электрода и попадают в ускоряющую систему. Отбор ионов происходит с поверхности, ограничивающей область разряда. Концентрация положит. ионов обычно наиб. высока в центр. области разряда, откуда и производится их отбор. Вместе с атомарными ионами данного элемента из области разряда могут одновременно извлекаться также и молекулярные, а при разряде в парах сложных веществ — их заряж. молекулы или ионы др. элементов. Поэтому в ряде случаев необходима сепарация пучка.

Кроме положит. атомарных и молекулярных ионов в области разряда могут образовываться также и однозарядные отрицат. ионы элементов с положит. энергией сродства к электрону. Мн. отрицат. ионы могут быть получены непосредственно из области разряда при изменении полярности напряжения на вытягивающем электроде. При этом отбор производится с периферии разряда, где концентрация таких ионов наиб. высока. Отрицат. ионы получают и перезарядкой пучка положит. ионов на газовой или пароструйной мишени, на покрытой атомами щелочных металлов поверхности и т. д. Источники отрицат. ионов широко применяются для инжекции в перезарядные ускорители.

Ускоряющая система В. у. (ускорительная трубка) одновременно является частью вакуумной системы В. у. Давление в ней не должно превышать 10^{-3} Па ($\sim 10^{-5}$ мм рт. ст.) (т. к. иначе происходит значит. рассеяние ускоряемых частиц на молекулах газа). У большинства В. у. она представляет собой цилиндр, состоящий из диэлектрич. колец, разделённых металлич. электродами, с отверстием в центре для прохождения пучка заряж. частиц и откачки газа, поступающего из ионного источника и десорбируемого внутр. поверхностью трубки (рис. 4). Кольца и электроды вакуумно-плотно соединены друг с другом (спец. клеем, пайкой или термодиффузионной сваркой). Электрич. прочность ускорит. трубки часто ограничивает энергию ускоренных частиц в В. у.

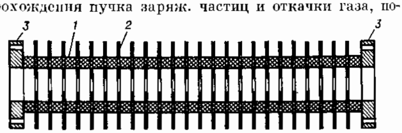


Рис. 4. Схема ускорительной трубки: 1 — кольцевые изоляторы; 2 — металлические электроды; 3 — соединительные фланцы.

В отличие от изоляц. конструкций, работающих в сжатом газе, простое секционирование изолятора ускорит. трубки металлич. электродами оказывается малоэффективным. При $u > 4$—5 МВ в трубке резко возрастает интенсивность разрядных процессов, а допустимая величина электрич. поля в ней снижается. Это явление, получившее назв. эффекта полного напряжения, объясняется наличием сквозного вакуумного канала, в к-ром происходит обмен вторичными заряж. частицами и их размножение. (Причины появления вторичных частиц — облучение поверхности трубки рассеянными частицами пучка, эмиссия электронов с загрязнённых поверхностей, разряд по поверхности изолятора и т. д.) Для борьбы с этим эффектом предлагались разл. конструкции ускорит. трубок. Наиб. известность получили трубки с «наклонным полем», предложенные Р. Ван-де-Граафом (R. Van de Graaf). В них электроды устанавливаются под небольшим углом к плоскости поперечного сечения трубки, периодически изменяемым на противоположный. Ускоряемые частицы, имеющие большую энергию, проходят по каналу такой трубки, не задевая его стенок, а вторичные частицы с меньшей энергией, возникающие внутри трубки, задерживаются электродами. Устранения эффекта полного напряжения удалось добиться также в ускорит. трубках с плоскими электродами, в к-рых электроды и изоляторы соединены пайкой или сваркой. Ускоряющая и вакуумная системы В. у., в к-рых используются такие трубки, не имеют элементов, содержащих органич. материалы, и допускают прогрев до темп-р в неск. сотен °С. Благодаря этому рабочее давление в системе составляет 10^{-6}—10^{-7} Па и устраняется причина возникновения вторичных заряж. частиц в канале трубки. Однако изготовление сварных и паяных ускорит. трубок технологически значительно сложнее.

Типы высоковольтных генераторов. В В. у. могут использоваться высоковольтные генераторы разл. типов. Пост. ускоряющее напряжение получают при помощи эл.-статич. и каскадных генераторов (ЭСГ, КГ). ЭСГ — устройство, в к-ром перенос электрич. зарядов осуществляется механич. транспортёром. Генератор с гибким транспортёром из диэлектрич. ленты наз. генератором Ван-де-Граафа по имени его изобретателя (1931). В совр. ЭСГ часто используется цепной транспортёр с металлич. электродами, соединёнными диэлектрич. звеньями (пеллетрон, ладдетрон). Существуют также ЭСГ с транспортёром в виде жёсткого ротора. (См. *Электростатический генератор*.) КГ — устройство, состоящее из реактивных элементов (ёмкостных или индуктивных) и выпрямителей (вентилей), преобразующее низкое перем. напряжение в высокое пост. напряжение путём последоват. включения пост. напряжений, получаемых в отд. каскадах (см. *Каскадный генератор*).

Ускоряющая система В. у. с генератором перем. ускоряющего напряжения содержит устройство, обеспечивающее прохождение пучка ускоряемых частиц лишь в те моменты времени, когда синусоидальное напряжение генератора имеет нужную полярность и близко к максимуму. Этим достигается достаточно малый разброс по энергиям ускоряемых частиц. В импульсных ускорителях используется тот же принцип, однако форма кривой напряжения высоковольтного генератора имеет вид одиночного или периодических коротких импульсов, разделённых длительными паузами. В ёмкостных импульсных генераторах большое число конденсаторов заряжается параллельно от общего источника, а затем при помощи разрядников осуществляется их переключение на последовательное соединение и на нагрузке возникает импульс напряжения с амплитудой до неск. МВ.

Краткая история развития В. у. Первый В. у. на энергию 700 КэВ построен в 1932 Дж. Кокрофтом (J. Cockroft) и Э. Уолтоном (E. Walton). В 30-е гг. наиб. развитие получили В. у. с высоковольтными генераторами Ван-де-Граафа. К 1940 благодаря применению для изоляции сжатого газа и использованию секционированных высоковольтных конструкций энергия ускоренных частиц была повышена до 4 МэВ. В СССР первые ЭСГ были разработаны в Укр. физ.-техн. ин-те под руководством А. К. Вальтера. В послевоенные годы увеличения энергии частиц, получаемых с помощью В. у., удалось добиться применением перезарядных ускорителей и ускорит. трубок с наклонным полем, предложенных Ван-де-Граафом. Усовершенствования зарядной и ускоряющей систем ЭСГ были предложены Р. Хербом (R. Herb) в 60-х гг. Новые типы каскадных генераторов, позволившие увеличить мощность В. у. (динамитрон и трансформатор с изолированным сердечником), были разработаны в 1960—65 К. Моргенстерном (K. Morganstern), М. Клилендом (M. Cleland) и Ван-де-Граафом. Большинство совр. отечеств. В. у. для научных исследований и использования в технике разработаны коллективом НИИ эл.-физ. аппаратуры им. Д. В. Ефремова. Трансформаторные ускорители предложены и разработаны в 60-х гг. коллективом Ин-та ядерной физики СО АН СССР под руководством Г. И. Будкера.

Применение В. у. В течение примерно двух десятилетий со времени создания первых В. у. осн. областью их применения была ядерная физика. С помощью В. у. получены важные сведения о внутр. строении атомных ядер, об энергии связи нуклонов в ядрах, о сечениях ядерных реакций и др. Помимо непосредственного использования в физ. экспериментах В. у. применяются для предварит. ускорения заряж. частиц в крупных циклич. и линейных ускорителях, для нагрева плазмы в стационарных термоядерных установках, для быстрого нагрева мишеней в импульсных термоядерных установках и т. д. В. у. получили широкое распространение в разл. технол. процессах на промышленных предприятиях. Ускорители ионов с энергией 100—500 кэВ применяются для легирования тонких слоёв полупроводников при создании приборов радиоэлектроники, для получения нейтронов облучением ускоренными ионами дейтерия мишеней, содержащих тритий. Такие источники нейтронов — **нейтронные генераторы** могут быть использованы, напр., для проведения *активационного анализа* разл. веществ, исследования стойкости элементов разл. конструкций к нейтронному облучению и др. Разработаны нейтронные генераторы с потоками св. 10^{13} нейтронов/с.

Ускорители электронов с энергией 1—2 МэВ и мощностью неск. кВт могут служить генераторами рентг. тормозного излучения в промышленной дефектоскопии. Излучение возникает при взаимодействии электронного пучка с мишенью из тяжёлого металла, напр. вольфрама. Малые размеры электронного пучка на мишени (единицы или доли мм) позволяют получить рентг. снимки с высоким разрешением. Перспективное направление практич. использования электронных ускорителей с энергией 0,2—4 МэВ и мощностью 10—100 кВт — обработка электронными пучками разл. материалов для придания им новых свойств путём радиац. полимеризации, радиац. вулканизации, деструкции и т. д.

Лит.: 1) Комар Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975; 2) Ускорители. Сб. ст., пер. с англ. и нем., М., 1962; 3) Электростатические ускорители заряженных частиц, М., 1963.

М. П. Свиньин.

ВЫСОКОСПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР — возбуждённые состояния ядер с большим угл. моментом I. Низшие по энергии состояния ядра с данным I наз.

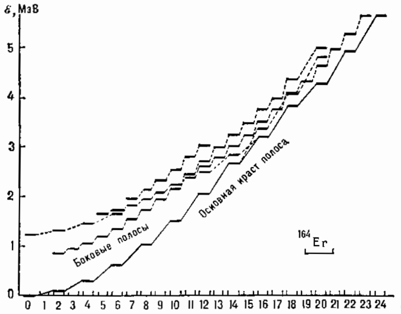


Рис. 1. Ираст-область ядра ^{164}Er. Нижняя по энергии последовательность уровней, соединённых сплошной линией, образует основную ираст-полосу. Уровни боковых ираст-полос соединены пунктирной линией.

ираст-уровнями. Последовательность ираст-уровней (ираст-состояний) с возрастающими значениями I образует осн. **ираст-полосу** (рис. 1). При малых I ираст-полоса в *деформированных ядрах* переходит во вращат. полосу, основанную на осн. состоянии (см. *Вращательное движение ядра*). Ираст-область — совокупность В. с. я. с энергией, несколько большей энергии уровней ираст-полосы. В деформиров. ядрах ираст-область содержит боковые полосы, основанные на одночастичных или колебат. возбуждённых состояниях ядра (см. *Оболочечная модель ядра*, *Колебательные возбуждения ядер*). В ираст-области ядро «холодное», т. к. вся энергия идёт на образование угл. момента. У средних и тяжёлых ядер ираст-состояния можно исследовать до $I \sim 60$, при которых ядро становится неустойчивым относительно деления (см. *Деление ядер*).

Образование В. с. я. Возникают В. с. я. при многократном *кулоновском возбуждении ядер* тяжёлыми ионами (до ^{208}Pb) и в ядерных реакциях с тяжёлыми ионами (HI) типа (HI; xn, γ), $x=1,2...$. Второй метод начал применяться с 1963, когда Моринага (Morinaga) и П. Гюгелот (P. Gugelot) впервые (1963) использовали реакцию (α, 2n) для возбуждения вращат. состояний с $I=12$.

Реакция (HI; xn, γ) проходит в 3 стадии. Вначале образуется *составное ядро* с $I=80$ и энергией возбуждения $\mathcal{E} \approx 200$ МэВ (для ионов ^{40}Ar и ядер с $A \sim 120$). Далее происходит «испарение» нейтронов (или вылет протонов и α-частиц в случае более лёгких ядер с низким кулоновским барьером). Каждый нейтрон уносит в среднем $\Delta I \sim 1{,}5$. После испарения нейтронов ядро остаётся в возбуждённом состоянии с $I \approx 60$ и $\mathcal{E} \approx 30$ МэВ. Из этого всё ещё нагретого состояния ядро «разряжается» тремя каскадами γ-квантов. Первый статистич. каскад (преим. $E1$-переходы, см. *Мультипольное излучение*) с $\mathcal{E}_\gamma \sim 10$ МэВ переводит ядро в возбуждённые состояния с $\mathcal{E} \approx 20$ МэВ, $I \approx 35$—40. Далее следуют каскад $E2$-переходов внутри боковых полос и конкурирующий с ним каскад $E1$-переходов между уровнями разл. боковых полос. Они переводят ядро в состояния с $I \approx 20$ вблизи ираст-полосы. Далее третий каскад $E2$-переходов происходит между состояниями основной и боковых ираст-полос. Время с момента образования составного ядра до момента заселения уровней с $I \sim 20$ $\tau \sim 10$ пс.

Методы исследования. При большой энергии возбуждения плотность уровней вблизи ираст-полосы велика. Поэтому есть огромное число путей γ-распада ядра. Заселённость уровней с большими $\mathcal{E}$ и I невелика, и γ-кванты образуют сплошной спектр. Он имеет максимум при $\mathcal{E}_\gamma < 2$МэВ, соответствующий переходам в ираст-области, и экспоненциально спадающую часть при бо́льших энергиях. Осн. информация о В. с. я. с $I \gtrsim 30$ заключена в максимуме с $\mathcal{E}_\gamma = 1{,}5$—$2{,}0$ МэВ.

Конкуренция $E2$- и $E1$-переходов в ираст-области приводит к тому, что разл. пути распада сходятся в интервале $I=20$—30 (в зависимости от типа реакции). Поэтому заселённость уровней с меньшими I становится достаточно большой для получения разрешённых линий третьего каскада, образующих дискретный спектр γ-квантов. Он позволяет установить энергии уровней в основной и нек-рых боковых ираст-полосах вплоть до $I=20$—30.

Угл. момент составного ядра ориентирован в плоскости, перпендикулярной падающему пучку ионов, что обеспечивает анизотропию γ-излучения ($\sim 0{,}8$—$0{,}9$ для уровней с $I=20$—30). Измерение угл. распределения γ-квантов позволяет определить мультипольности переходов и I уровней (см. *Гамма-излучение*).

Для измерения времени жизни В. с. я. используется *Доплера эффект*. Ионы ^{40}Ar (и более тяжёлые) выбивают составное ядро из тонкой мишени в вакуум, где его скорость может достигать 0,02c, γ-кванты, испущенные этим ядром, испытывают доплеровское смещение, если ядро не успеет попасть в поглотитель, поставленный на пути ядер отдачи. Ядра, попавшие в поглотитель, испустят γ-кванты без доплеровского смещения. Измеряя долю последних и передвигая поглотитель (т. е. изменяя время пролёта ядра отдачи), определяют время жизни уровня. Использование ионов тяжелее ядра-мишени увеличивает точность измерения времени жизни В. с. я., что позволяет судить об изменении внутр. квадрупольного момента во вращат. полосе.

Макс. угл. момент I_0, к-рый можно передать ядру в реакциях с тяжёлыми ионами, ограничен неустойчивостью составного ядра относительно деления. С увеличением I барьер деления B уменьшается и обращается в 0 при $I=I_0$; I_0 зависит от A (рис. 2). Выше кривой $B=0$ ядро теряет угл. момент: правее в процессе деления, левее преим. за счёт испарения нуклонов и α-частиц. Ниже кривой $B=0$ I уменьшается в процессе испарения нейтронов и излучения γ-квантов. Сказанное справедливо для ядра в ираст-состояниях. В реакции с тяжёлыми ионами ядро с большим I образуется в «нагретом» состоянии, из к-рого деление может идти даже при $B>0$. В этом случае I_0 определяется по кривой $B=8$ МэВ.

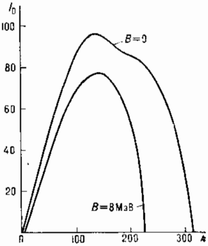


Рис. 2. Зависимость максимального углового момента I_0 ядер от их массового числа в капельной модели ядра.

Изучение уровней ядра в ираст-области (ираст-спектроскопия) установило, что плотность уровней в области $I \sim 20$ и $\mathcal{E} \approx 5$ МэВ порядка одночастичной плотности уровней вблизи основного состояния ядра (для той же энергии плотность уровней с малыми I в 10^4 раз больше). Это делает доступным измерение энергий и мультипольностей γ-переходов, гиромагнитных отношений ядра и т. п.

Угловой момент В. с. п. обусловлен коллективным вращением ядра ωJ (J — момент инерции ядра, ω — частота вращения) и орбитальным движением нуклонов, угл. момент к-рых j ориентируется вдоль оси вращения ядра под действием силы Кориолиса:

$$I = \omega J + \sum_n j_n. \tag{1}$$

В соответствии с этим в ядре различают 2 момента инерции: кинематический

$$\frac{J^{\text{к}}}{\hbar^2} = I\left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial I}\right)^{-1} = \frac{I}{\hbar\omega} \tag{2}$$

и динамический

$$\frac{J^{\text{д}}}{\hbar^2} = \left(\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial I^2}\right)^{-1} = \frac{1}{\hbar}\left(\frac{\partial \omega}{\partial I}\right)^{-1} \tag{3}$$

($J^{\text{к}}$ и $J^{\text{д}}$ аналогичны кинематич. и динамич. *эффективным массам* электрона, движущегося в кристаллич. решётке). Если энергия вращения $\mathcal{E} \sim I^2$, то $J^{\text{к}} = J^{\text{д}}$. Если же часть I обусловлена орбитальным движением нуклонов, то энергия вращения $\mathcal{E} \sim (I-i)^2$. В этом случае:

$$J^{\text{к}} = \frac{I}{I-j} J^{\text{д}}. \tag{4}$$

Второе слагаемое в (1) связано с квазичастичными возбуждениями во вращающемся ядре. Сила Кориолиса стремится ориентировать угл. моменты j нуклонов вдоль оси вращения, причём уменьшение энергии связи (корреляции) пары нуклонов компенсируется увеличением энергии кориолисова взаимодействия. Частота вращения ядра определяется соотношением:

$$\hbar\omega = \frac{\partial \mathcal{E}(I)}{\partial I} \approx \frac{1}{2}\left[\mathcal{E}(I) - \mathcal{E}(I-2)\right], \tag{5}$$

где $\mathcal{E}(I)$ — энергия вращения для момента I, $\mathcal{E}(I-$ $-2)$ — для $(I-2)$.

Ираст-изомеры. Неколлективные В. с. я. наз. ираст-изомерами из-за их большого времени жизни (см. *Изомерия ядерная*). Они открыты в 1977. Коллективное вращение в ираст-изомерах полностью отсутствует, и весь угл. момент образован выстроенными в одном направлении угл. моментами j нуклонов. Они наблюдаются в сферич. ядрах с числом нейтронов N или протонов Z, несколько превышающим магич. числа (50, 82, 126). Именно в этих ядрах имеются нуклонные орбиты с большими угл. моментами, с участием к-рых образуются одночастичные возбуждения с выстроенным угл. моментом. Так, в *нейтронно-дефицитных ядрах* редкоземельных элементов с $82 \leqslant N \leqslant 86$, $Z \leqslant 68$ в образовании ираст-изомеров участвуют подоболочки $f_{7/2}$, $h_{9/2}$, $i_{13/2}$ для нейтронов и $h_{11/2}$ для протонов.

Ираст-изомеры изучались с помощью измерения дискретного γ-спектра. В сферич. ядрах из-за отсутствия интенсивных $E2$-переходов в ираст-области $E1$-переходы эффективно «охлаждают» составное ядро в направлении ираст-полосы и заселяют её уровни при $I \sim 40$. Это позволяет наблюдать дискретные γ-линии для более высоких I, чем в деформированных ядрах.

Энергии переходов между уровнями ираст-изомеров группируются в области $\mathcal{E} \sim 700 \pm 200$ кэВ. Время жизни ираст-изомеров изменяется в пределах от неск. до 500 пс. Эти факты подтверждают одночастичную природу ираст-изомеров и объясняются особенностями оболочечной структуры ядра. В ср. энергия ираст-изомеров $\mathcal{E} = \sum_\nu \mathcal{E}_\nu$ ($\mathcal{E}_\nu$ — энергии одночастичных возбуждений) пропорц. I^2, т. к. из-за принципа Паули $\sum_\nu \mathcal{E}_\nu$ зависит от числа одночастичных возбуждений квадратично, а I — линейно. Коэф. пропорциональности в зависимости $\mathcal{E} \sim I^2$ на 10—15% превышает момент инерции твёрдой сферы, имеющей размеры ядра. Поэтому с точностью до оболочечных флуктуаций ($\sim$ сотен кэВ) энергии ираст-изомеров описываются той же ф-лой, что и энергия вращения деформированного ядра:

$$\mathcal{E} = \sum_\nu \mathcal{E}_\nu = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J}. \qquad (6)$$

Так, для деформированного ядра ^{152}Dy $J/\hbar^2 = 71$ МэВ$^{-1}$, а для сферич. ^{154}Er $J/\hbar^2 = 70$ МэВ$^{-1}$ (рис. 3). Однако приближённая зависимость (6) связана не с вращением ядра, а со свойством системы фермионов.

Измерение квадрупольных моментов и гиромагн. отношений ираст-изомеров позволяет установить их многочастичную конфигурацию. Квадрупольный момент, растущий с увеличением I, отвечает параметру деформации $\beta_2 = 0{,}1$—$0{,}2$ (см. *Деформированные ядра*). Возможно, что ядро в этом случае имеет сплюснутую форму с осью симметрии в направлении выстраивания угл. момента, к-рая получается в результате выстраивания одночастичных орбит.

Мн. ядра имеют ираст-уровни, занимающие промежуточное положение между неколлективными и чисто вращат. состояниями. Пример — ядро ^{158}Er, у к-рого вклад одночастичного движения в ираст-состояние с $I^\pi = 40^+$ составляет 50%. При больших I и $\mathcal{E}$ в ираст-области сферических и деформированных ядер не обнаружено изомерных состояний с временами жизни $\tau \sim$ пс. Это указывает на неаксиальную форму ядра в ираст-состояниях при $I > 40$.

Лит.: Павличенков И. М., Аномалии вращательных спектров деформированных атомных ядер, «УФН», 1981, т. 133, с. 193. *И. М. Павличенков.*

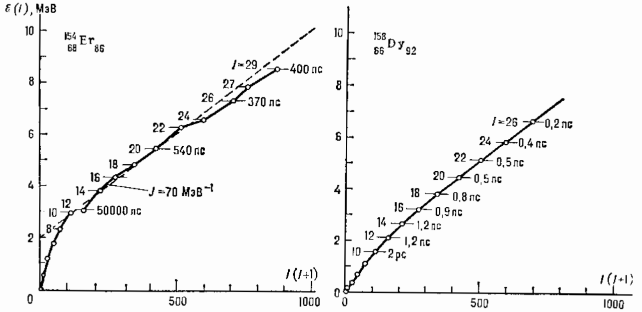


Рис. 3. Ираст-состояния сферического и деформированного ядра. Цифры указывают время жизни уровня.

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — характеристика $\sigma(\omega)$ проводников (металлов, полупроводников и др.), посредством к-рой задаётся линейная связь между плотностью тока j и напряжённостью приложенного перем. электрич. поля частоты ω $[E = E_0 \cdot \exp(-i\omega t)]$

$$j(\omega) = \sigma(\omega) E(\omega). \qquad (1)$$

Выражение (1) естеств. образом обобщает *Ома закон*. Оно справедливо в локальном пределе, когда т. н. эффективная длина $l_{эф}$ свободного пробега носителей заряда (для определённости электронов) ограничена:

$$l_{эф} = \left| \frac{l}{1 - i\omega\tau} \right| \ll \delta. \qquad (2)$$

Здесь δ — характерный размер, на к-ром изменяется поле E, $l = v\tau$ — длина свободного пробега электрона, v — ср. скорость электронов (в металлах и вырожденных полупроводниках $v \sim 10^7$—10^8 см/с, в обычных полупроводниках v — скорость теплового движения), τ — время между столкновениями (время релаксации) электронов. Обычно τ лежит в пределах 10^{-9}—10^{-13} с и зависит от темп-ры и чистоты проводника и, кроме того, может изменяться с частотой.

В изотропных средах В. п. определяется (по порядку величины) соотношением:

$$\sigma(\omega) \approx \frac{\omega_{пл}^2}{4\pi} \cdot \frac{\tau}{1 - i\omega\tau}. \qquad (3)$$

Здесь $\omega_{пл} = (4\pi n e^2/m^*)^{1/2}$ — *плазменная частота* электронов, n — их концентрация, m^* — эффективная масса электрона, e — его заряд. В анизотропных средах $\sigma(\omega)$ — тензор. При выполнении условия (2) описание В. п. возможно путём введения т. н. эффективной диэлектрич. проницаемости, учитывающей вклад электронов:

$$\varepsilon_{эф} = \varepsilon + 4\pi i \sigma(\omega)/\omega, \qquad (4)$$

где ε — диэлектрич. проницаемость ионной решётки. Зависимость $\varepsilon_{эф}$ от частоты (временна́я дисперсия $\varepsilon_{эф}$) в электронных проводниках, в отличие от диэлектриков, проявляется, начиная с низких частот. Это — следствие наличия свободных носителей заряда, способных изменять свою энергию на сколь угодно малую величипу. Роль характерной частоты, определяющей временну́ю дисперсию, при низких частотах играет частота столкновений электронов $\nu=1/\tau$, при высоких — плазменная частота. При $\omega\gg\omega_{пл}$ вклад электронов проводимости в $\varepsilon_{эф}$ мал и различие между проводником и диэлектриком исчезает.

При $\omega\ll\omega_{пл}$ ток проводимости обусловливает быстрое затухание эл.-магн. волны в тонком слое толщиной δ вблизи поверхности проводника (см. *Скин-эффект*). Если при этом оказывается, что $l_{эф}>\delta$, то проводимость становится нелокальной: ток определяется значениями поля в области с размерами порядка $l_{эф}$. В этом случае необходим учёт *дисперсии пространственной*, вследствие к-рой В. п. зависит от квазиимпульса, определяя связь между пространств. Фурье-компонентами плотности тока j и электрич. поля E. Учёт пространств. дисперсии необходим при низких темп-рах, когда длина свободного пробега становится достаточно большой.

При наложении пост. магн. поля $\boldsymbol{H}$ В. п. претерпевает существенные изменения: в σ даже в случае изотропного проводника появляются недиагональные холловские компоненты (см. *Холла эффект*); кроме того, временна́я дисперсия определяется также и значением *циклотронной частоты* $\Omega=eH/m^*c$. Последнее играет особенно важную роль при $\Omega/\nu\gg1$, приводя к появлению циклотронного резонанса слабозатухающих волн — *геликонов*, магнитоплазменных (магнитогидродинамических), циклотронных и *доплеронов*, а также *размерных эффектов* в магн. поле.

Т. к. поле и ток в проводниках сосредоточены вблизи поверхности, то существующие в магн. поле *магнитные поверхностные уровни* приводят к резонансным особенностям в относительно слабых полях, когда $\Omega/\omega\ll1$. В сильных магн. полях, удовлетворяющих условию $\hbar\Omega>2\pi^2/kT$, в В. п. металлов и вырожденных полупроводниках проявляются *квантовые осцилляции*. Наличие у проводника магн. свойств (парамагнетизма, ферромагнетизма, антиферромагнетизма) отражается на В. п. благодаря зависимости его магн. восприимчивости от H и ω.

Знание В. п. позволяет вычислить распределение электрич. поля в проводнике, поверхностный импеданс, характеризующий амплитуду и фазу отражаемой проводником волны, и коэф. прохождения волны через образцы ограниченных размеров (см. *Импеданс*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., М., 1979; Walsh W. M., Resonances both temporal and spatial, в кн.: Sulid state physics. The Simon Fraser university lectures, v. 1, N.Y., 1968, p. 127. *В. С. Эдельман.*

ВЫСОКОЧАСТО́ТНЫЙ РАЗРЯ́Д — *электрический разряд в газах* под действием электрич. ВЧ-поля. В. р. может возникать при расположении электродов как внутри разрядной трубки, так и вне её (*безэлектродный разряд*), а также при фокусировке эл.-магн. излучения в свободном газе, в частности в атмосфере (сверхвысокочастотный разряд и *оптические разряды*). Осн. физ. процессы и особенности В. р.: под действием электрич. ВЧ-поля электроны приобретают большие энергии и оказываются способны эффективно ионизировать при соударениях атомы или молекулы газа (см. *Ионизация*); потери электронов из газоразрядной плазмы В. р. происходят за счёт объёмной рекомбинации, «прилипания» к молекулам и диффузии; распределение электронов по энергиям может иметь сложный характер, существенно отличающийся от *Максвелла распределения*; процессы на граничных поверхностях при В. р. менее существенны, чем при разряде в пост. электрич. поле. Амплитуда ВЧ-поля, необходимого для возникновения В. р., увеличивается с ростом давления газа и частоты поля. Погасание разряда происходит при существенно более слабых полях, зависящих от условий рекомбинации и диффузии. Область существования В. р. в зависимости от амплитуды и частоты электрич. поля имеет гистерезисный характер. При больших давлениях газа (близких к атмосферному) В. р. между двумя электродами наз. высокочастотной короной, а при достаточной мощности источника он переходит в высокочастотную дугу. Удаляя один электрод, можно получить *факельный разряд*. При низких давлениях режим В. р. близок режиму положит. столба *тлеющего разряда*.

В. р. используется в *ионных источниках* для создания плазмы, в качестве источника света в спектроскопии, в мощных молекулярных лазерах для создания однородной активной среды (см. *Газовый лазер*), в плазмохимии для изучения хим. реакций в газах, в экспериментах по проблеме управляемого термоядерного синтеза для первичного пробоя газа.

Лит.: Голант В. Е., Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, М., 1968; Мак-Доналд А., Сверхвысокочастотный пробой в газах, пер. с англ., М., 1969; Геккер И. Р., Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой, М., 1978. *А. В. Гуревич.*

ВЫСОТА́ ЗВУ́КА — субъективное качество слухового ощущения, позволяющее располагать все звуки по шкале от низких к высоким. Для чистого тона она зависит гл. обр. от частоты (с ростом частоты В. з. повышается), но также и от его интенсивности. В. з. со сложным спектральным составом зависит от распределения энергии по шкале частот. В. з. измеряют в мелах — тону с частотой 1 кГц и звуковым давлением $2\cdot10^{-3}$ Па приписывают высоту 1000 мел; в диапазоне 20 Гц — 9000 Гц укладывается ок. 3000 мел. Измерение высоты произвольного звука основано на способности человека устанавливать равенство высот двух звуков или их отношение (во сколько раз один звук выше или ниже другого).

ВЫСТРА́ИВАНИЕ — один из видов упорядоченности в распределении проекций магн. момента парамагн. частиц, соответствующий наведению в ансамбле частиц макроскопич. квадрупольного электрич. момента и описываемый тензором второго ранга (т. н. вторым поляризац. моментом). В простейшем случае одноосного В. магн. моменты парамагнетика могут быть преим. направлены вдоль оси, но с равной вероятностью в обоих направлениях, т. е. намагниченность вещества отсутствует. В др. варианте одноосного В. магн. моменты преим. ориентированы поперёк оси, сохраняя изотропность распределения проекций на плоскость, нормальную оси. Если ось квантования является осью симметрии системы, то В. относительно неё наз. продольным и характеризуется различием населённостей магн. подуровней с разным модулем магн. квантового числа m, а подуровни, различающиеся только знаком m, заселены одинаково. Отсюда следует, что В. могут обладать парамагнетики с моментом импульса частиц не менее 1. В направлении, не совпадающем с осью симметрии, то же состояние ансамбля описывается матрицей плотности, в к-рой кроме диагональных членов (населённости магн. подуровней) появляются недиагональные, соответствующие наличию когерентности подуровней, отличающихся числами m на 2.

В. характеризует состояние ансамбля частиц в целом (атомов, молекул, ядер и т. п.). Возможно т. н. «скрытое» В., когда каждый подансамбль частиц с одинаковым вектором скорости обладает В. электронной оболочки относительно вектора скорости своего движения, в то время как ансамбль в целом изотропен из-за хаотичности теплового движения.

В. образуется при всевозможных анизотропных взаимодействиях между частицами друг с другом и с эл.-магн. полями. В. обнаруживается прежде всего по наличию линейного дихроизма в поглощении или испускании света системой выстроенных частиц, напр. по линейной поляризации спонтанного излучения возбуждённых атомов. В. позволяет судить о характере взаимодействия парамагн. частиц с др. частицами и с эл.-магн. полями. В. частично разрушается магн. полем, не совпадающим с осью В. (*Ханле эффект*), что позволяет измерять малые магн. поля, а также константы релаксации. См. также *Оптическая ориентация*, *Ориентированные ядра*, *Интерференция состояний*.

Е. Б. Александров.

ВЫХОД ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ — отношение энергии люминесценции квантовой системы к поглощённой ею энергии возбуждения. Для фотолюминесценции вводится понятие **квантового выхода**, представляющее собой отношение числа квантов люминесценции к числу поглощённых квантов возбуждающего света. В. л. определяется соотношением вероятностей излучательных и безызлучательных *квантовых переходов* в люминесцирующей молекуле и зависит как от её параметров, так и от её взаимодействия с окружающими молекулами. При повышении концентрации люминесцирующих молекул повышается вероятность безызлучательной релаксации энергии при взаимодействии двух молекул (**концентрационное** *тушение люминесценции*). Так же может происходить безызлучательная релаксация энергии на нек-рых примесях (примером таких тушителей люминесценции являются ионы иода и соли нек-рых металлов). Этот процесс наз. **примесным тушением**. Возрастание вероятности безызлучательных переходов с ростом темп-ры определяет эффект **температурного тушения люминесценции**. Все эффекты тушения, увеличивая вероятность безызлучательных переходов, уменьшают время жизни возбуждённого состояния. Поэтому в большинстве случаев зависимость В. л. от разл. параметров аналогична зависимости *времени затухания люминесценции* от этих параметров.

При малой вероятности безызлучательных переходов В. л. близок к единице, а время затухания люминесценции близко к радиационному. Высоким выходом может обладать фотолюминесценция паров, растворов нек-рых красителей, молекулярных кристаллов, примесных центров в кристаллах. При большом стоксовом сдвиге (разности энергии поглощённого и испущенного фотонов) люминесценции даже при квантовом выходе, близком к единице, энергетич. выход меньше единицы. В. л. при др. видах возбуждения обычно меньше; напр., при катодо- и радиолюминесценции он не превышает 20—30%. В. л. является одним из осн. параметров люминесценции, определяющим эффективность преобразования энергии возбуждения в энергию люминесцентного излучения и применимость люминесцирующих веществ в качестве источников света, экранов электронно-лучевых приборов и телевизоров, активных сред для лазеров.

Лит. см. при ст. *Люминесценция*. *Э. А. Свириденков.*

ВЯЗКОСТЬ — *переноса явления*, определяющие диссипацию энергии при деформации среды. В. при деформациях сдвига наз. **сдвиговой В.**, при деформации всестороннего сжатия — **объёмной В.**, при одноосном растяжении — **продольной В.** Рассеяние энергии при сдвиговой В. происходит вследствие переноса импульса, при объёмной — путём обмена энергией между степенями свободы при изменении объёма. В результате В. возникают напряжения, пропорциональные скоростям деформаций. Количественной характеристикой В. являются коэф. В.

Коэф. сдвиговой В. η, обычно наз. В., определяется как коэф. пропорциональности между скоростью деформации сдвига $\dot{\gamma}=d\varepsilon/dt$ (ε — относит. деформация сдвига, t — время деформации) и возникающим при этом касательном вязком напряжении $\sigma_{вяз}$:

$$\sigma_{вяз}=\eta\dot{\gamma}; \quad \eta=\sigma_{вяз}/\dot{\gamma}.$$

Это соотношение, установленное И. Ньютоном (I. Newton), справедливо только в том случае, когда η не зависит от скорости деформации. Среды, для к-рых выполняется это условие, наз. **ньютоновскими** (см. *Ньютоновская жидкость*). Коэф. сдвиговой В. равен импульсу, переносимому в единицу времени через единицу площади при $\dot{\gamma}=1$. В системе СИ единица В. — паскаль-секунда [Па·с]. В гидродинамике часто пользуются понятием коэф. кинематич. В. $\nu=\eta/\rho$ (ρ — плотность), измеряемой в м^2/с. Величину, обратную В., иногда наз. *текучестью*.

Если касательные напряжения, возникающие в среде за счёт внеш. сил, поддерживаются равными вязким напряжениям, то в среде установится постоянный во времени градиент скорости — возникает ламинарное течение (рис. 1). Работа внеш. сил, уравновешивающих вязкие напряжения и поддерживающих стационарный поток, полностью переходит в тепло. Коэф. сдвиговой В. η и мощность W, рассеиваемая в единице объёма за счёт В., связаны соотношением $W=\eta\dot{\gamma}^2$.

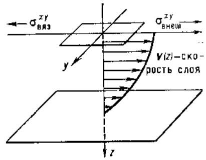


Рис. 1. Схема ламинарного течения вязкой жидкости.

Коэф. объёмной В. ζ определяется как коэф. пропорциональности между скоростью объёмной деформации и дополнит. давлением, возникающим в среде в результате нарушения термодинамич. равновесия (см. *Сжимаемость*).

Коэф. продольной В. λ определяет поглощение продольных звуковых волн и является комбинацией η и ζ: $\lambda=\frac{3}{4}\eta+\zeta$.

Статистич. теория необратимых процессов позволяет получить η (а также ζ и λ) интегрированием по времени t автокорреляц. ф-ций соответствующих потоков или напряжений; для η имеем:

$$\eta=\frac{n}{kT}\int_0^\infty \langle\sigma^{xy}(0)\cdot\sigma^{xy}(t)\rangle\,dt;$$

n — число частиц в единице объёма. Автокоррелятор $\langle\sigma^{xy}(0)\cdot\sigma^{xy}(t)\rangle$ имеет простой физ. смысл: если в момент времени 0 в системе создаётся напряжение $\sigma^{xy}(0)$ и затем она предоставляется самой себе, то за счёт потока импульса через плоскость xy напряжение будет меняться и к моменту времени t станет равным $\sigma^{xy}(t)$; произведение этих двух значений напряжения, усреднённое по равновесному ансамблю всех возможных конфигураций системы, и есть автокоррелятор напряжения. Поскольку в каждый данный момент σ^{xy} как раз равно потоку импульса через плоскость xy, то автокоррелятор потоков импульса Π^{xy} равен автокоррелятору напряжения σ^{xy}. Автокоррелятор потоков импульса может быть вычислен с помощью кинетич. ур-ний.

Для изотропной молекулярной системы

$$\eta=nkT\tau_p+(\mu_\infty-nkT)\,\tau_q, \qquad (*)$$

где μ_∞ — т. н. мгновенный модуль сдвига, определяющий мгновенную упругую реакцию среды; τ_p — время релаксации по импульсам; τ_q — время релаксации по координатам.

Для газов, как было показано ещё Дж. Максвеллом (J. Maxwell), $\mu_\infty=p=nkT$, где p — давление, и $\eta=nkT\tau_p$. Скорость релаксации по импульсам в этом случае определяется частотой молекулярных соударений, и для идеального газа получим:

$$\eta=\frac{1}{3}\rho\bar{l}\bar{v}=\frac{m\bar{v}}{3\sqrt{2}\,\pi d^2},$$

где $\bar{l}$ — ср. *длина свободного пробега*, $\bar{v}$ — ср. скорость теплового движения молекул, m — масса, d — диаметр молекулы. В. такого газа не зависит от плотности или давления и растёт с темп-рой пропорц. $\sqrt{T}$, поскольку $\bar{v}\sim\sqrt{T}$. Зависимость В. реальных газов от темп-ры и давления определяется отклонениями от идеального состояния. Имеется ряд эмпирич. и полуэмпирич. ф-л, описывающих зависимость В. реальных газов от темп-ры и давления.

В. низкомолекулярных жидкостей сильно зависит от темп-ры, падая с её ростом. При не слишком высоких темп-рах (близких к темп-ре плавления) кинетич. членами в ур-нии (*) можно пренебречь и для сдвиговой В. жидкости принять:

$$\eta = \mu_\infty \tau_q.$$

Сильная зависимость В. жидкости от температуры объясняется прежде всего температурной зависимостью τ_q.

Для большинства жидкостей зависимость В. от темп-ры при пост. давлении в узком интервале темп-р можно описать ф-лой Андраде:

$$\eta = A\,(T)\exp(B/T).$$

$A\,(T)$ по сравнению с $\exp(B/T)$ — слабая ф-ция от T. В нулевом приближении величину B связывают с энергией активации молекулярного скачка $\mathscr{E}_a$ (см. *Жидкость*): $B = \mathscr{E}_a/k$, а время релаксации по координатам считают равным ср. времени жизни частицы в данном окружении (времени оседлости). Совр. исследования показали внутр. противоречивость этой модели, и ф-лу Андраде и её разл. обобщения следует рассматривать как эмпирические.

В. жидкостей при постоянной темп-ре обычно увеличивается с ростом давления. Исключение составляет вода, у которой при температурах ниже 25°С В. с ростом давления сначала падает и проходит через минимум. Простые жидкости достаточно хорошо описываются формулой Бачинского: $\eta = C/(V-b)$, где V — молярный объём, b — несжимаемый объём 1 моля, C — постоянная.

При пост. объёме В. зависит от темп-ры гораздо слабее, чем при пост. давлении, и ф-ла Андраде неприменима. При высоких темп-рах или при высоких давлениях кинетич. членами в ур-нии (*) пренебрегать нельзя, и зависимость от темп-ры оказывается достаточно сложной (рис. 2). Тот факт, что В. непосредственно определяется временем релаксации по координатам τ_q, объясняет корреляции в зависимостях В. и других физико-кинетических характеристик жидкости, зависящих от τ_q, например скоростей релаксации в *ядерном магнитном резонансе*.

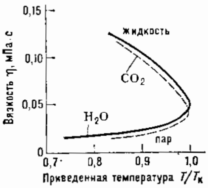


Рис. 2. Характер температурной зависимости вязкости вещества в жидком и газообразном состояниях.

В. воды при 20°С составляет $1{,}002 \pm 0{,}001$ мПа·с, и это значение принимается как эталонное. В. низкомолекулярных жидкостей, расплавленных металлов и солей обычно не превышает неск. десятков Па·с. При более высоких вязкостях жидкости перестают вести себя как ньютоновские и их поведение следует рассматривать с общих позиций *реологии* и *вязкоупругости*.

В. растворов зависит от концентрации растворённого вещества, причём эта зависимость может быть достаточно сложной, а В. раствора может быть и больше, и меньше В. чистого растворителя. В. предельно разбавленных суспензий линейно зависит от объёмной доли φ взвешенных частиц: $\eta = \eta_0(1 + \alpha\varphi)$ (ф-ла Эйнштейна); $\alpha = 2{,}5$ для частиц сферической формы, $\alpha > 2{,}5$ для частиц вытянутой формы, η_0 — В. дисперсионной среды.

В расплавах и растворах *полимеров*, а также в многокомпонентных системах наблюдаются сложные явления, связанные с разрушением надмолекулярных структур при деформациях сдвига (см., напр., *тиксотропия*), и поведение таких сред оказывается ньютоновым при малых касат. напряжениях и неньютоновым при больших.

Сдвиговая и объёмная В. являются важнейшими техн. характеристиками веществ. Эксперим. методы определения сдвиговой В. см. в ст. *Вискозиметрия*; объёмная В. определяется из измерения поглощения звуковых и ультразвуковых волн.

Лит.: Гатчек Э., Вязкость жидкостей, пер. с англ., М.—Л., 1935; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т., Свойства газов и жидкостей, пер. с англ., 3 изд., Л., 1982; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Виноградов Г. В., Малкин А. Я., Реология полимеров, М., 1977; Крокстон К., Физика жидкого состояния, пер. с англ., М., 1978; Ротт Л. А., Статистическая теория молекулярных систем, М., 1979.

Ю. П. Сырников.

ВЯЗКОСТЬ компонент плазмы, как и В. газов, характеризует необратимый перенос импульса за счёт внутрикомпонентных столкновений. В. к.-л. компоненты плазмы следует отличать от трения между электронной и ионной компонентами плазмы, возникающего при наличии однородной ср. скорости электронного газа относительно ионного.

Для существования В. необходимо, чтобы распределение частиц данного сорта по скоростям отличалось от локального максвелловского распределения. В. возникает при наличии градиента ср. скорости соответствующей компоненты (электронной, ионной). Так, если проекция v_y ср. скорости меняется по x, то из-за отсутствия баланса переноса импульса в противоположные стороны возникает поток y-й составляющей импульса вдоль оси x: $\Pi_{yx} = \eta\partial v_y/\partial x$, где коэф. В. $\eta \sim p\tau$; здесь τ — время между внутрикомпонентными столкновениями, p — давление соответствующей компоненты. При сравнимых темп-рах ионов и электронов В. ионной компоненты существенно больше и определяется временем рассеяния ионов на ионах. При наличии магн. поля В. носит более сложный характер, что связано с анизотропией движения частиц в магн. поле. Перенос импульса происходит существенно по-разному вдоль магн. поля и поперёк его; при этом важно также направление самого переносимого импульса. В магн. поле появляются также «вязкие» силы, не зависящие от τ и не приводящие к диссипации энергии. Подробнее см. в ст. *Переноса процессы* в плазме.

Лит.: Брагинский С. И., Явления переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963; Ораевский В. Н., Плазма на Земле и в космосе, 2 изд., К., 1980.

С. С. Моисеев.

ВЯЗКОУПРУ́ГОСТЬ — свойство материалов твёрдых тел (полимеров, пластмасс и др.) сочетать свойства упругости и вязкости. В данном случае напряжения и деформации зависят от истории протекания процесса нагружения (деформации) во времени и характеризуются поглощением энергии на замкнутом цикле деформации (нагружения) с постепенным исчезновением деформации при полном снятии нагрузки. При этом чётко выражены явления *ползучести материала* и релаксации напряжений.

Напр., величина удлинения цилиндрич. образца при нек-ром значении растягивающей силы зависит от того, по какому закону изменялась во времени сила от нуля до рассматриваемого значения. При быстром возрастании силы удлинение меньше, чем при медленном. Наоборот, одно и то же удлинение может возникнуть при разных значениях силы. В момент полной разгрузки имеется остаточная деформация, к-рая в последующем самопроизвольно убывает до нуля. Цикл растяжение — разгрузка требует необратимой затраты работы. Но при очень медленной реализации цикла потеря энергии ничтожно мала. Характеристики В. существенно зависят от темп-ры.

Свойство В. связано с наличием дальних взаимодействий, к-рое типично для материалов с длинными полимерными цепями. В кристаллич. телах смещения атомов определяются локальными силовыми полями, образуемыми соседними атомами. Поэтому реакция на внешнее воздействие протекает очень быстро. В полимерной цепи это имеет место лишь в каждом небольшом отрезке. В целом же изменение конфигурации цепи, находящейся в окружении множества др. цепей с разл. конфигурациями, протекает относительно медленно.

Лит.: Ферри Дж., Вязкоупругие свойства полимеров, пер. с англ., М., 1963. *В. С. Ленский.*

Г

ГАДОЛИНИЙ (Gadolinium), Gd,— химический элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 64, ат. масса 157, 25, входит в семейство лантаноидов. Природный Г. состоит из 6 стабильных изотопов с массовыми числами 154—158 и 160 и слабо радиоактивного ^{152}Gd ($T_{1/2}$ ок. $1,1\cdot10^{14}$ лет). Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2p^6d^{10}f^75s^2p^6d^16s^2$. Энергии последовательных ионизаций соответственно равны 5,98, 12,1 и 20,6 эВ. Металлический радиус 0,179 нм, радиус иона Gd^{3+} 0,094 нм. Значение электроотрицательности 1,11.

В свободном виде — серебристо-серый металл, существует в α- и β-модификациях. α-модификация обладает гексагональной решёткой с параметрами $a=0,36360$ нм и $c=0,57826$ нм, при 1262°С переходит в кубич. β-модификацию. Плотность 7,886 кг/дм^3, $t_{пл}=1312$°С, $t_{кип}=3233$°С. Теплота плавления 15,5 кДж/моль, теплота испарения 301 кДж/моль. Ферромагнитен, точка Кюри ок. 293,2 К. ^{157}Gd и ^{155}Gd имеют очень высокие сечения захвата тепловых нейтронов (соответственно $1,6\cdot10^{-23}$ и $7\cdot10^{-24}$ м^2), и их примеси являются нежелательными в активной зоне *ядерных реакторов.*

В хим. соединениях проявляет степень окисления +3. Сплавы Г. с Fe, Ni, Co и др. обладают высокой магн. индукцией и магнитострикцией. Нек-рые соли Г. (сульфат, хлорид и др.) сильно парамагнитны, их используют для получения сверхнизких темп-р ~0,001°К (см. *Магнитное охлаждение*). В качестве радиоактивных индикаторов используют β-радиоактивный ^{159}Gd ($T_{1/2}=18,6$ ч), а также испытывающие электронный захват ^{151}Gd ($T_{1/2}=120$ сут) и ^{153}Gd ($T_{1/2}=241,6$ сут).

С. С. Бердоносов.

ГАЗ (франц. gaz, от греч. cháos — хаос) — агрегатное состояние вещества, в к-ром составляющие его атомы и молекулы почти свободно и хаотически движутся в промежутках между столкновениями, во время к-рых происходит резкое изменение характера их движения. Время столкновения молекул в Г. значительно меньше ср. времени их пробега. В отличие от жидкостей и твёрдых тел, Г. не образуют свободной поверхности и равномерно заполняют весь доступный им объём.

Газообразное состояние — самое распространённое состояние вещества Вселенной (межзвёздное вещество, туманности, звёзды, атмосферы планет и т.д.). По хим. свойствам Г. и их смеси весьма разнообразны — от мало активных инертных Г. до взрывчатых газовых смесей. К Г. иногда относят не только системы из атомов и молекул, но и системы из др. частиц — фотонов, электронов, броуновских частиц, а также *плазму*. Объём Г., приходящийся на одну молекулу (удельный объём), значительно сильнее зависит от давления p и темп-ры T, чем для жидкостей и твёрдых тел. Так, коэф. объёмного расширения Г. при нормальных условиях $3,633\cdot10^{-3}$ К$^{-1}$, т. е. на 2 порядка выше, чем у жидкостей. Физ. свойства нек-рых Г. приведены в таблице.

Удачный по этимологии термин «Г.» был введён в нач. 17 в. Я. Б. ван Гельмонтом (J.B. van Helmont). Действительно, модель «молекулярного хаоса» оказалась весьма плодотворной и сохранила своё значение и для совр. исследований.

В равных объёмах газов при одинаковых условиях содержится одинаковое число молекул: при $T=0$°С и $p=760$ мм рт. ст. в 1 см^3 содержится $N_0=2,69\cdot10^{19}$ частиц (число Лошмидта) и $N_A=6,02252\cdot10^{23}$ частиц в 1 моле вещества (число Авогадро). Большое кол-во частиц приводит к высокой стабильности ср. характеристик их ансамблей.

При определённых p и T в результате фазового перехода Г. превращается в жидкость или твёрдое тело. Сосуществование фаз графически описывается с помощью фазовых диаграмм (*диаграмм состояния*) в переменных p — T, p — V или V — T (V — объём Г.). Точки на кривых фазовых диаграмм (рис. 1) задают пару равновесных значений параметров Г. Фазовые кривые соответствуют ур-нию Клапейрона — Клаузиуса:

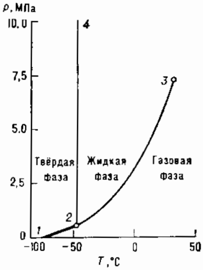


Рис. 1. Фазовая диаграмма двуокиси углерода. Кривые равновесного сосуществования фаз: *1—2* — твёрдой и газовой, *2—3* — жидкой и газовой, *2—4* — твёрдой и жидкой; *2* — тройная точка, *3* — критическая точка.

$$\frac{dp}{dT}=\frac{Q}{T\,(v_2-v_1)}=\frac{S_2-S_1}{v_2-v_1}, \qquad (1)$$

где Q — теплота фазового перехода, S_1, S_2 и v_2, v_1 — соответственно энтропии и уд. объёмы сосуществующих фаз. Ур-ние (1) является следствием условий равновесия: хим. потенциал и темп-ра (а в отсутствие внеш. силового поля — и p) равновесной системы одинаковы во всех её точках.

При темп-ре, ниже критической $T_к$ (темп-ра в точке 3, рис. 1), Г. (пар) можно перевести в жидкость, изменяя

Физическая величина	N_2	Ar	H_2	Воздух	O_2	CO_2
Масса (г) моля	28,02	39,94	2,016	28,96	32,00	44,00
Плотность (кг/м^3) при 0°С и 0,1 МПа	1,2748	1,8185	0,0916	1,3178	1,4567	2,014
Теплоёмкость C_v (кДж/кмоль·К) при постоянном объёме и 0°С	20,85	12,48	20,35	20,81	20,89	30,62 (55°С)
Скорость звука (м/с) при 0°С	333,6	319	1286	331,5	314,8	260,3
Вязкость η при 0°С ($\eta\cdot10^6$ Н·с/м^2)	16,6	21,2	8,4	17,1	19,2	13,8
Теплопроводность λ при 0°С ($\lambda\cdot10^2$ Дж/м·с·К)	2,43	1,62	16,84	2,41	2,44	1,45
Диэлектрическая проницаемость ε при 0°С и 0,1 МПа	1,000588	1,000536	1,000272	1,000590	1,000531	1,000988
Удельная магнитная восприимчивость χ при 20°С ($\chi\cdot10^6$ на 1 г)	−0,43	−0,49	−1,99		+107,8	−0,48

p и T по линии 3—2 на диаграмме состояния, или в твёрдое тело — по линии 2—1. При темп-рах выше $T_к$ подобный переход невозможен. В т.н. тройной точке (точка 2) одновременно сосуществуют все 3 фазы. Тройную точку (часто несколько) имеют все вещества, кроме гелия (см. *Гелий жидкий*).

Значения параметров состояния разл. газообразных объектов изменяются в широких пределах. Ниже для примера приведены характерные значения для плотности ρ (в кг/м³) неск. объектов:

	ρ
в центре наиболее плотных звёзд	10^{9}
воздух у поверхности Земли	1,2
воздух на высоте 20 км	10^{-1}
межзвёздное вещество	10^{-20}
межгалактическое вещество	10^{-26}

Молекулярно-кинетическая теория. Наиб. полно изучены свойства достаточно разреженных Г., в к-рых расстояния между молекулами (при нормальных условиях ~10 нм) значительно больше радиуса действия сил *межмолекулярного взаимодействия* (менее 0,5—1 нм). Сближение молекул на расстояния меньше радиуса действия межмолекулярных сил принято трактовать как столкновение молекул, а общий объём, в к-ром эти силы сказываются,— как собственный объём молекул, к-рый в разреженных Г. пренебрежимо мал (~10^{-3} нм³). В этом случае молекулы можно рассматривать как невзаимодействующие материальные точки, а модель Г., состоящего из них, наз. идеальным Г.

Чем слабее взаимодействие между частицами, тем свойства их ансамбля ближе к свойствам идеального Г. Малость взаимодействия может означать либо малую частоту (редкость) столкновений, либо относит. слабость взаимодействия во время сближения частиц (напр., при сближении атомов благородных Г.). Если пренебречь возможностью слипания молекул и наличием дальнодействия сил взаимодействия (к-рое существенно в плазме), то в нормальных условиях частицы пребывают в состоянии свободного движения в 10—100 раз дольше, чем участвуют в столкновениях.

Вследствие случайности в поведении частиц Г. и их большого числа, нет возможности и необходимости рассматривать движение каждой из них. Наиб. адекватно поведение Г. описывается законами статистич. физики, и в частности набором *функций распределения* (плотностей вероятности). Ф-ция распределения позволяет находить наиб. вероятные значения параметров Г. и их ср. значения.

Вероятность $W(m)$ обнаружить m частиц в элементе объёма при их ср. числе n в этом объёме задаётся биномиальным распределением, к-рое при малом m и большом n можно выразить распределением Пуассона:

$$W(m) = e^{-n}\cdot\frac{(n)^m}{m!}, \tag{2}$$

а при $m \approx n$ и $n \gg 1$ — *Гаусса распределением.*

Для распределения (2) характерно, что ср. число частиц n и квадрат флуктуации $\langle(m-n)^2\rangle$ равны друг другу. Т. о., среднеквадратичная флуктуация $\sqrt{\langle(m-n)^2\rangle} = \sqrt{n}$, а относит. флуктуация

$$\delta_n = \frac{\sqrt{\langle(m-n)^2\rangle}}{n} = n^{-1/2}. \tag{3}$$

Ср. расстояние между частицами в идеальном Г. можно получить, исходя из вероятности $W(r)$ нахождения ближайшей к избранной частицы на расстоянии от r до $r+dr$:

$$W(r) = \exp\left(-\frac{4\pi r^3 n}{3}\right) 4\pi r^2\cdot n. \tag{4}$$

Отсюда ср. расстояние между частицами L равно:

$$L = \int_0^\infty rW(r)\,dr \cong 0{,}55396\cdot n^{-1/3}. \tag{5}$$

Ф-ция распределения $f(v)$ по абс. значениям скоростей v, определяющая вероятность того, что значение модуля скорости молекулы Г. заключено в интервале v, $v+dv$, задаётся *Максвелла распределением*:

$$f(v) = 4\pi v^2\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}\cdot\exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \tag{6}$$

(здесь m — масса молекулы).

Распределение $f(v_x)$ по проекциям скоростей v_x молекул изотропного равновесного Г. на направление x имеет вид:

$$f(v_x) = n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2}\cdot\exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right). \tag{7}$$

Для пучка молекул аналогичное распределение имеет вид:

$$f_{мп}(v_x) = Av_x^2\cdot\exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right), \tag{8}$$

где нормировочный коэф. A определяется интенсивностью пучка. Выражение (8) с точностью до нормировочного коэф. совпадает с (6). На рис. 2, 3 приведены графики ф-ций распределения по скоростям.

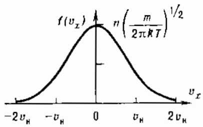


Рис. 2. Функция распределения молекул газа по проекциям скоростей на направление x.

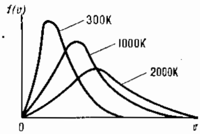


Рис. 3. Функция распределения молекул изотропного равновесного газа по модулям скорости. С точностью до нормировки является также функцией распределения частиц молекулярного пучка по проекциям скоростей на ось пучка.

Исходя из ф-ций распределения, можно вычислить наиб. вероятную $v_н$, ср. арифметич. $\bar{v}$ и среднеквадратичную $\sqrt{\overline{v^2}}$ скорости молекул. Проекция ср. скорости $\overline{v_x} = 0$, т. к. в изотропном газе число молекул, движущихся в противоположные стороны с равными скоростями, одинаково ($f(v_x)$ — чётная ф-ция). Из (6) получим для ср. скорости частиц

$$\bar{v} = \int_0^\infty vf(v)\,dv = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2}. \tag{9}$$

Наиб. вероятная скорость: $v_н = (2kT/m)^{1/2}$ и среднеквадратичная: $\overline{v^2} = 3kT/m$. Последнее выражение позволяет связать ср. кинетич. энергию Г. $E_к = \frac{m\overline{v^2}}{2}$ с его темп-рой:

$$E_к = \frac{3}{2}kT. \tag{10}$$

Распределение частиц по кинетич. энергиям (рис. 4) имеет вид:

$$f(E_к) = \frac{2}{\sqrt{\pi(kT)^3}}\cdot\exp\left(-\frac{E_к}{kT}\right)\sqrt{E_к}. \tag{11}$$

Приведённые ф-ции распределения определяют состояние Г., не подверженного внеш. воздействиям. Для частиц Г., находящегося во внеш. потенциальном поле, справедливо распределение Больцмана:

$$n = n_0\cdot\exp(-E_п/kT), \tag{12}$$

где n_0 и n — числа частиц Г. в точках, где потенциальная энергия соответственно равна 0 и $E_п$ (рис. 5). В поле силы тяжести ф-ция распределения наз. барометрич. ф-лой:

$$n = n_0\cdot\exp-(mgh/kT), \tag{13}$$

где g — ускорение силы тяжести, h — высота, n_0 и n — числа частиц на высотах 0 и h.

Обобщением распределений Максвелла и Больцмана является распределение Гиббса, согласно к-рому для тела (в т.ч. и Г.), находящегося в состоянии теплового равновесия, вероятность W обнаружить его любое состояние определяется только его полной энергией E. Так, если полная энергия заключена в интервале E, $E+dE$, то

$$dW(E)=\frac{1}{Z}\cdot\exp(-E/kT)\,\Omega(E)\,dE, \qquad (14)$$

где Z — статистич. интеграл или статистич. сумма соответственно для классич. или квантовых систем; Ω — число состояний в фазовом пространстве с энергией в интервале E, $E+dE$. Ф-ция распределения Гиббса $f(E)$ имеет вид:

$$f(E)=\frac{1}{Z}\cdot\exp(-E/kT)\,\Omega(E). \qquad (15)$$

Выражение (14), в принципе, позволяет определить все макроскопич. параметры любого тела, их флуктуации и связь между ними, т. е. ур-ние состояния.

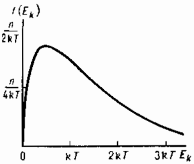


Рис. 4. Функция распределения по кинетическим энергиям молекул изотропного газа.

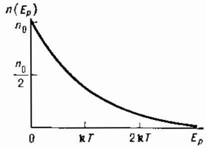


Рис. 5. Функция распределения молекул газа по потенциальным энергиям.

Однако практически вследствие громоздкости вычислений полностью рассчитать эти параметры удалось лишь для идеальных Г.

Благодаря изотропности идеального Г. можно вычислить число ударов ν молекул Г. о единичную поверхность стенки сосуда в единицу времени:

$$\nu=\frac{n\bar{v}}{4}. \qquad (16)$$

Изменение импульса молекул при столкновении

$$\Delta k=\frac{4}{3}m\bar{v}. \qquad (17)$$

Используя (16) и (17), можно получить выражение для давления Г.

Таким образом, с точки зрения молекулярно-кинетич. теории давление является результатом многочисл. ударов молекул газа о стенки сосуда, усреднённых по времени и площади поверхности сосуда. При нормальных условиях и макроскопич. размерах сосуда число ударов об 1 см^2 поверхности $\sim10^{24}$ в секунду, заметных флуктуаций даже за времена наблюдения $\sim10^{-13}$ с не возникает. В условиях же сверхвысокого вакуума при $p\sim10^{-13}$ мм рт. ст. соответствующая величина $\sim10^8$. В этом случае при малых размерах детектора (напр., площадь острия эмиссионного микроскопа $\sim10^{-10}$ см^2) флуктуации при измерениях будут значительными и для получения достоверных результатов измерения проводят в течение неск. часов.

Из выражения (10), учитывая зависимость давления Г. от скорости (17), можно вывести ур-ние состояния идеального Г.— ур-ние Клапейрона:

$$p=nkT=\frac{NkT}{V}, \qquad (18)$$

из к-рого при T=const, V=const и p=const получаются соответственно законы Бойля — Мариотта, Шарля и Гей-Люссака. Из ур-ния Клапейрона следуют и др. законы идеальных Г.— *Дальтона законы* и *Авогадро закон*.

Внутр. энергия идеального Г. (ср. значение полной энергии всех его частиц) зависит только от его темп-ры (закон Джоуля). В соответствии с законом равнораспределения энергии по степеням свободы на каждую из них приходится ср. кинетич. энергия, равная $^1/_2kT$. Внутр. энергия одноатомного Г., имеющего 3 поступат. степени свободы и состоящего из N атомов, равна:

$$\mathscr{E}_п=\frac{3}{2}kTN. \qquad (19)$$

Если Г. состоит из N_2 двухатомных молекул, имеющих при темп-рах $\sim10^2$ К кроме поступательных ещё 2 вращат. степени свободы, то его внутр. энергия равна сумме поступат. и вращат. ($\mathscr{E}_{вр}=kTN$) энергий. При темп-рах $\sim10^3$ К для двухатомных молекул возбуждаются колебат. степени свободы и к внутр. энергии добавляется колебат. энергия $\mathscr{E}_{кол}={}^1/_2kTN$. Для Г., состоящих из более сложных молекул, имеющих большее число степеней свободы, внутр. энергия будет соответственно выше. Возбуждение электронных степеней свободы происходит при темп-рах $\sim10^5$ К. При этом Г. ионизуется, силы взаимодействия не могут считаться несущественными и Г. не является идеальным.

Реальные газы. При повышении плотности Г. его свойства перестают быть идеальными, столкновительные процессы играют всё большую роль и размерами молекул и их взаимодействием уже нельзя пренебречь. Такой Г. наз. реальным (неидеальным). Размеры молекул являются одной из осн. характеристик неидеальных Г. С радиусами поперечного сечения r_A и r_B молекул типа A и B связаны поперечное сечение σ рассеяния этих молекул друг на друге

$$\sigma=\pi(r_A+r_B)^2 \qquad (20)$$

и длины свободного пробега l. Ф-ция распределения для l имеет вид:

$$f(l)=\pi n(r_A+r_B)^2\exp[-\pi n(r_A+r_B)^2 l]. \qquad (21)$$

Ср. длина свободного пробега нек-рой молекулы A в газе частиц B, концентрация к-рых n, определяется ф-лой:

$$L=\frac{1}{n\pi(r_A+r_B)^2}. \qquad (22)$$

Ур-ние состояния неидеального Г.— ур-ние Ван-дер-Ваальса — имеет вид

$$\left[p+\left(\frac{N}{V}\right)^2 a\right](V-b)=NkT \qquad (23)$$

и учитывает как объём молекул (b — учетверённый собств. объём всех молекул Г., находящегося в объёме V,— т.н. запрещённый объём), так и их притяжение между ними (постоянная a). Ур-ние (23) позволяет в условиях критич. состояния определить диаметр молекул Г.:

$$d=\left(\frac{3b}{2\pi N}\right)^{1/3}. \qquad (24)$$

В Г., подчиняющемся уравнению Ван-дер-Ваальса, внутренняя энергия Г. начинает зависеть от его удельного объёма:

$$\left(\frac{\partial\mathscr{E}}{\partial V}\right)_T=\frac{RT}{V-b}-p=\frac{a}{V^2}; \qquad (25)$$

a/V^2 наз. внутр. давлением Г.

Размеры молекул в Г., т. н. газокинетич. радиусы, связаны с характерными расстояниями, на к-рых проявляются силы межатомных и межмолекулярных взаимодействий. Кроме ур-ния Ван-дер-Ваальса для их определения используют эксперименты по рассеянию молекулярных пучков, а также зависимость вязкости и диффузии Г. от размеров частиц.

Фундам. свойством хаотичного движения, свойственного Г., является высокая степень «забываемости» предыдущих событий. Так, для полной релаксации (затухания) появившихся по тем или иным причинам отклонений энергии частиц от ср. тепловой необходимо лишь 1—2 столкновения для поступательно-поступательной релаксации, 4—5 — для вращательно-вращательной, 10^{20} — для колебательно-поступательной и, наконец, 10^{22} — для колебательно-колебательной релаксации. Строгое рассмотрение релаксационных процессов в индивидуальных Г. и особенно в смесях возможно только при наличии собств. размера частиц и требует решения систем интегрально-дифференц. кинетич. ур-ний Больцмана, в простейших случаях сводящихся к *Эйнштейна — Фоккера — Планка уравнениям*, *диффузии уравнениям* и т. д., решение к-рых возможно лишь на больших совр. ЭВМ.

Наиб. просто в теории Максвелла — Больцмана определяется время поступательно-поступательной релаксации $\tau_{пп}$. Если в Г., состоящем из двух типов частиц, летящая частица A с массой m_A сталкивается с покоящейся частицей B с массой m_B, то

$$\tau_{пп} = \frac{(m_A+m_B)^2}{m_A m_B}\tau, \qquad (26)$$

где τ — время свободного пролёта частиц, зависящее от их диаметров. При $m_A=m_B$ время $\tau_{пп}\approx\tau$. В т. н. газе Лоренца, когда $m_A\gg m_B$, $\tau_{пп}\simeq(m_A/m_B)\,\tau$, в газе Рэлея $(m_A\ll m_B)$ $\tau_{пп}\simeq(m_B/m_A)\,\tau$.

В реальном Г. появление неоднородности полей p и T, а также макроскопич. потоков приводит к возникновению переноса массы — *диффузии*, потоки переноса энергии — к появлению *теплопроводности* и переноса импульса — вязкости. Гл. особенность кинетич. процессов переноса в Г. (в отличие от жидкостей и твёрдых тел) — его столкновительный механизм. Поэтому осн. характеристикой этих процессов в Г. является длина свободного пробега. Кинетич. свойства конкретного Г. определяются соответствующими феноменологич. коэф. С точностью до порядка величины коэф. диффузии D, температуропроводности χ_T и кинематич. вязкости $\nu_к$ совпадают друг с другом, одинаково зависят от ср. скорости $\bar{v}$ и длины свободного пробега:

$$D\sim\chi_T\sim\nu_к\sim\bar{v}L. \qquad (27)$$

Т. о., рассчитав L, напр., по ф-ле (22) при $n=N_0$ и приняв для $\bar{v}$ значение 10^4 см/с, получим для коэффициентов D, χ_T и $\nu_к$ значение, равное 10^{-1} см²/с, что по порядку величины соответствует эксперим. данным.

Коэф. D, χ_T и $\nu_к$ пропорциональны $1/n$ и $\sqrt{T}$, в то время как коэф. теплопроводности λ и коэф. сдвиговой вязкости η от n не зависят, и для разреженных Г. также $\sim\sqrt{T}$. Для т. н. газа Кнудсена, в к-ром длина свободного пробега много больше характерных размеров сосуда, λ и η падают вместе с n; в этом случае процессы переноса имеют смысл только при взаимодействии Г. с поверхностью твёрдого тела или жидкости.

Т.к. $D\approx\chi_T\approx\nu_к$, то при одинаковых значениях характерного размера неоднородности (или дальности распространения этой неоднородности) время релаксации плотности, темп-ры или скорости перемещения будет примерно одинаковым:

$$\tau\sim l^2/K, \qquad (28)$$

где $K=D$, χ_T или $\nu_к$.

Более строгая теория переноса, основанная на рассмотрении систем кинетич. ур-ний, часто не допускает приведённой интерпретации с помощью длин свободного пробега, что объясняется необходимостью учёта (особенно при больших плотностях) сложного характера межмолекулярных взаимодействий, к-рые нельзя представлять как столкновение упругих шариков, и, кроме того, нарушением локального равновесия, что характерно, напр., для газа Кнудсена.

Рассмотрим условия равновесия системы, состоящей из двух сосудов с Г., соединённых друг с другом тонкой диафрагмой с отверстием; в сосудах поддерживаются разные темп-ры T_1 и T_2. Если длина свободного пробега L много меньше характерных размеров сосуда $\langle l\rangle$ (число Кнудсена $k_n=L/\langle l\rangle\ll1$), то условием равновесия будет равенство давлений в сосудах $p_1=p_2$, т. е. $n_1kT_1=n_2kT_2$ или

$$n_1/n_2=T_2/T_1. \qquad (29)$$

Т.о., в этом случае плотность Г. выше в сосуде с более низкой темп-рой. В случае сильно разреженного Г., когда $k_n\gg1$ (газ Кнудсена), условием равновесия будет не равенство давлений, а равенство потоков, идущих из разных сосудов навстречу друг другу. Согласно (16), получим:

$$n_1\bar{v}_1=n_2\bar{v}_2, \qquad (30)$$

и, учитывая, что $\bar{v}\sim\sqrt{T/m}$,

$$n_1/n_2=\sqrt{m_1T_2/m_2T_1}, \qquad (31)$$

т. е. в условиях вакуума (во всяком случае, при $k_n\gg1$) концентрация частиц в системе сообщающихся сосудов выше там, где выше темп-ра.

Один из наиб. общих и обоснованных подходов к разработке ур-ния состояния реальных Г. основан на т. в. вириальном разложении по степеням V:

$$pV=RT\left(1+\frac{B}{V}+\frac{C}{V^2}+\ldots\right), \qquad (32)$$

к-рое достаточно адекватно для состояний, удалённых от критич. точки. Вириальное разложение возможно также по степеням p:

$$pV=A+Bp+Cp^2+\ldots\ . \qquad (33)$$

В ур-ниях (32) и (33) вириальные коэф. А, В и т. д. зависят только от темп-ры. При $V\to\infty$ или $p\to0$ ур-ния (32) и (33) преобразуются в ур-ния состояния идеального Г.

С межмолекулярным взаимодействием связано также изменение темп-ры реального Г. при протекании его с малой пост. скоростью через пористую перегородку (дросселировании, см. *Джоуля — Томсона эффект*). При этом в зависимости от условий может происходить охлаждение Г. и его нагрев; при т. н. темп-ре инверсии темп-ра сохраняется.

Внутр. строение молекул Г. слабо влияет на термич. свойства — давление, темп-ру, плотность — и на связь между ними. Существенное значение в первом приближении играет только молекулярная масса. Калорические свойства Г. (теплоёмкость, энтропия и др.), напротив, существенно зависят от строения молекул. От него также зависят и электрич., и магн. свойства Г. Так, для расчёта теплоёмкости Г. при пост. объёме (c_V) необходимо знать число внутр. степеней свободы молекул. Для точного расчёта калорич. свойств Г. нужно знать также уровни энергии молекул. Для идеального Г. мн. веществ калорич. параметры вычисляются с высокой точностью.

В Г. существенны два механизма поляризуемости молекул — деформационная и ориентационная поляризуемости. Электронные оболочки симметричных частиц, не имеющих собств. дипольного момента, во внеш. электрич. поле деформируются, в результате чего у них появляется дипольный момент в направлении поля. Поляризация газа из полярных молекул (т. е. молекул, обладающих собств. дипольным моментом) в электрич. поле сводится к появлению суммарного электрич. момента вдоль поля. Это явление наз. ориентационной поляризуемостью.

Г., состоящие из молекул, не обладающих собств. магн. моментом (напр., инертные Г., H_2, CO_2, H_2O), диамагнитны. Если же молекулы имеют собств. магн.

момент, то Г. во внеш. магн. поле ведут себя как парамагнетики.

Учёт межмолекулярного взаимодействия и внутр. строения молекул необходим при решении мн. проблем, напр. при исследовании влияния верх. разреженных слоёв атмосферы на движение ракет и спутников Земли (см. *Газовая динамика*).

Свойства Г. элементарных частиц (электронного Г., фононного Г. и др.) изучает квантовая статистика.

Лит.: Ченмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; Панченков Г. М., Лебедев В. П., Химическая кинетика и катализ, 2 изд., М., 1974; Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973; Спроул Р., Современная физика, пер. с англ., М., 1974; Хир К., Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы, пер. с англ., М., 1976; Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шеленин Л. А., Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры, М., 1980.

Ю. Н. Любитов.

ГА́ЗОВАЯ ДИНА́МИКА — раздел *гидроаэромеханики*, в к-ром изучаются движения легкоподвижных сред (газообразных и жидких, а также твёрдых — при быстром действии на них очень высоких давлений) с учётом их сжимаемости. К Г. д. в широком смысле следует отнести *акустику*, динамическую метеорологию, электро- и магнитогазодинамику, *динамику разреженных газов*, динамику *плазмы*. В теории разреженных газов и плазмы используется статистич. описание поведения совокупности частиц, составляющих среду. В остальных случаях в Г. д. движение рассматривается в рамках модели сплошной среды с использованием средних по малому объёму значений массы, импульса и энергии.

Г. д. — теоретич. основа мн. областей совр. техники. Результаты Г. д. необходимы при проектировании летат. аппаратов, ракет и их двигателей, при расчёте турбин и компрессоров, при расчёте движения артиллерийских снарядов в канале ствола и их траекторий в атмосфере, при расчёте горения и детонации топлив и взрывчатых веществ, при определении действия взрывных волн на препятствия, при описании высокоскоростного соударения твёрдых тел и во мн. др. случаях. В свою очередь, потребности техники стимулируют быстрое развитие Г. д. и расширение круга рассматриваемых в ней задач. Г. д. оказала значит. влияние на развитие ряда направлений математики — теорию разрывных решений дифференц. ур-ний, теорию ур-ний смешанного типа и др.

При небольших скоростях движения газа и при отсутствии мощных тепловых потоков извне или тепловыделения внутри газа изменения темп-ры и давления, а следовательно, и плотности газа невелики даже в том случае, если вся его кинетич. энергия перейдёт в теплоту в результате диссипативных процессов или будет затрачена на работу сжатия газа. При большой скорости кинетич. энергия газа сравнима с внутр. тепловой энергией или даже велика по сравнению с ней. Поэтому при больших скоростях небольшое относительное изменение скорости может приводить к весьма значит. изменениям давления, темп-ры и плотности. Мощное тепловыделение внутри движущегося газа или приток теплоты извне также могут служить причиной значит. изменения плотности. Т. о., Г. д. изучает течения газа, происходящие при наличии больших разностей давлений и темп-р и при больших скоростях. Необходимость учёта сжимаемости, т. е. изменения состояния газа при движении, тесно связывает Г. д. с *термодинамикой*.

В большинстве задач Г. д. движущейся средой является воздух. При теоретич. рассмотрении этих задач воздух во мн. случаях можно считать совершенным газом с постоянными теплоёмкостями. Лишь при низких темп-рах и высоких давлениях благодаря действию межмолекулярных сил возникают заметные отличия воздуха от совершенного газа; при высоких темп-рах и низких давлениях отличия вызываются процессами диссоциации и ионизации. Для воздуха при нормальной плотности диссоциацию можно не учитывать до темп-р ~2000 К, а ионизацию до 10 000 К. При темп-рах, больших 500 К, но меньших, чем те, при к-рых начинается диссоциация, воздух можно считать совершенным газом с перем. теплоёмкостью, т. к. вследствие возбуждения колебат. степеней свободы молекул теплоёмкость воздуха возрастает.

Особенности течений сжимаемого газа. Важнейшая особенность газодинамич. явлений состоит в нелинейности описывающих их дифференц. ур-ний, что вызывает значит. трудности теоретич. исследования газодинамич. задач. Важное свойство течений газа состоит в том, что возмущения в газе распространяются с конечной скоростью. Малые возмущения давления распространяются в газе со скоростью звука. Если источник слабого возмущения помещён в равномерный поток воздуха, движущийся со скоростью v меньшей, чем скорость

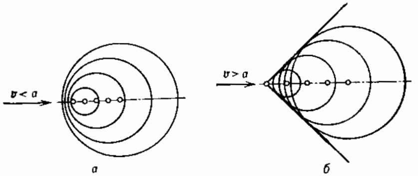


Рис. 1. Распространение слабых возмущений: *а* — в дозвуковом потоке, *б* — в сверхзвуковом потоке.

звука a (*Маха число* $M=v/a<1$), то возмущения распространяются во все стороны и могут достичь любой точки потока. Если скорость потока сверхзвуковая ($M>1$), то возмущения сносятся вниз по течению и не выходят за пределы конуса возмущений (рис. 1).

Свойства возмущений конечной интенсивности, связанных с повышением и понижением давления, существенно различаются. Для обычно рассматриваемых сред — т. н. нормальных газов — крутизна кривой, характеризующей распределение давления в волне сжатия в процессе её распространения по однородному покоящемуся газу, увеличивается, т. к. фазы волны сжатия, где давление выше (и скорость звука больше), распространяются с большей скоростью (рис. 2, *а*).

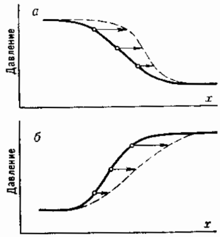


Рис. 2. Распространение возмущений давления конечной интенсивности в газе, связанных: *а* — с повышением, *б* — с понижением давления.

Крутизна фронта даже волн малой интенсивности становится настолько большой, что изменение давления и др. величин можно приближённо считать происходящим в бесконечно тонком слое — на поверхности разрыва. Эти поверхности наз. ударными волнами или скачками уплотнения. Скорость распространения скачков уплотнения в газе больше скорости звука и увеличивается с ростом интенсивности скачка. При распространении возмущений конечной интенсивности, связанных с уменьшением давления (рис. 2, *б*), крутизна возмущения уменьшается, т. к. фазы волны разрежения, где давление меньше, распространяются с меньшей скоростью. Поэтому волна разрежения «растягивается» и изменение давления и др. параметров в ней, в отличие от ударной волны, происходит на отрезке конечной длины. Ударные волны могут возникать, напр., при взрыве заряда, при торможении сверхзвуковых потоков в каналах, при движении в воздухе тел с сверхзвуковой скоростью. В последнем случае возникает *волновое сопротивление*, связанное с термодинамически необратимым нагреванием газа при торможении его в ударной волне.

Уравнения газовой динамики. Т. к. при теоретич. изучении задач Г. д. параметры газа могут испытывать разрывы на нек-рых поверхностях внутри области течения, то исходные ур-ния Г. д. записываются в интегральной форме для конечных объёмов газа. Из этих интегральных соотношений в областях непрерывного движения следуют дифференц. ур-ния Г. д. Если не учитывать вязкости и теплопроводности газа, то скорость газа $\boldsymbol{v}$, его давление p и плотность ρ в точках области, где они непрерывны, должны быть связаны ур-ниями:

$$\rho \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \rho \boldsymbol{F} - \operatorname{grad} p,$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = -\operatorname{div} \boldsymbol{v},$$

$$\rho \frac{d}{dt}\left(U + \frac{v^2}{2}\right) = \rho \boldsymbol{F}\boldsymbol{v} - \operatorname{div} p\boldsymbol{v} + \rho q.$$

Первое ур-ние — *Эйлера уравнение* гидродинамики — связывает ускорение жидкой частицы (т. е. объёма, состоящего из одних и тех же материальных точек, размеры к-рого малы по сравнению с характерным размером задачи) с внеш. массовой силой $\boldsymbol{F}$ и силой, приложенной к частице со стороны соседних частиц жидкости. Оно является обобщением 2-го закона Ньютона (закона сохранения кол-ва движения) применительно к движению жидкой частицы. Второе ур-ние служит выражением закона сохранения массы (скорость относительного изменения плотности частицы равна — с обратным знаком — скорости относительного изменения объёма). Третье ур-ние выражает закон сохранения энергии: изменение внутренней энергии U и кинетич. энергии частицы газа происходит вследствие работы внеш. массовых и поверхностных сил и притока теплоты извне (q — приток теплоты к единице массы газа за единицу времени).

При наличии разрывов величин, характеризующих течение газа, в точках поверхности разрыва должны быть выполнены условия, также вытекающие из закона сохранения массы, ур-ния кол-ва движения и закона сохранения энергии. Существуют поверхности разрыва, сквозь к-рые отсутствует поток вещества (т. н. тангенциальные разрывы). *Ударная волна* является поверхностью разрыва, к-рая пересекается частицами. При переходе через такую поверхность разрыва энтропия частиц изменяется, причём для обычно рассматриваемых сред так, что энтропия увеличивается тогда, когда плотность и давление возрастают, а скорость уменьшается. В противном случае энтропия уменьшается. Т. к. в соответствии со вторым законом термодинамики при адиабатич. процессах энтропия не может уменьшаться, то в таких средах скачки разрежения невозможны, а существуют только скачки уплотнения. При этом скорость газа перед скачком — сверхзвуковая.

В ряде задач, когда нужно учитывать происходящие в газе внутр. процессы — хим. реакции между его компонентами, диссоциацию, возбуждение внутр. степеней свободы и т. п., эти процессы нельзя считать равновесными и необходимо учитывать их конечную скорость. Ур-ния Г. д. должны быть при этом дополнены кинетич. ур-ниями для скоростей соответствующих процессов. Эта ветвь Г. д. наз. иногда физ.-хим. Г. д. или релаксационной Г. д. Она лежит в основе расчётов течений реагирующих газов, ряда областей теории горения, теории газодинамич. и хим. лазеров, теории гиперзвукового обтекания тел и др.

Разделы газовой динамики и рассматриваемые в них задачи. Одним из важных разделов Г. д. является изучение т. н. внутренних течений газа в трубах и каналах, в частности в соплах и диффузорах реактивных двигателей и аэродинамич. труб. В приближённых методах исследования этих течений параметры газа считаются постоянными по сечению трубы или канала; изучаются течения в нек-рых газовых машинах, напр. в элементах компрессоров и газовых турбин, и др.

Широкий круг задач Г. д. связан с изучением внешнего обтекания тел газом. Для расчёта обтекания идеальным газом тонких тел, вносящих в поток лишь малые возмущения, разработаны методы, основанные на линеаризации ур-ний движения. Эти методы теряют силу при скоростях, близких к скорости звука (см. *Околозвуковое течение*), и при больших сверхзвуковых скоростях (см. *Гиперзвуковое течение*). При таких скоростях даже при обтекании тонких тел существенны нелинейные эффекты.

На основании установленных теоретич. путём законов подобия можно переносить результаты исследования обтекания одного тонкого тела при одном значении числа M на случаи обтекания других тел при том же значении числа M или того же тела при др. значениях числа M.

Расчёт обтекания сжимаемым газом тел конечной толщины вызывает значит. трудности. Получены точные решения лишь нек-рых задач об обтекании при $M>1$ простейших тел, напр. круглого конуса и клина. В более сложных случаях течений около тел другой формы при $M>1$ с успехом используются численные методы расчёта, в частности метод характеристик, меток сеток и др. *Дозвуковое течение* ($M<1$) является более сложным для матем. исследования, что связано гл. обр. с трудностями при формулировании граничных условий для дифференц. ур-ний эллиптич. типа из-за того, что в дозвуковых потоках возмущения распространяются во все стороны.

Наиб. трудности связаны с изучением обтекания тел смешанным потоком, когда в части области, занятой движущимся газом, скорость газа больше скорости звука, а в др. части меньше её, что имеет место, напр., при сверхзвуковом обтекании тел, имеющих затупленную головную часть. В решении сложных задач Г.д. имеются значит. успехи, связанные с использованием численных методов для решения систем конечно-разностных ур-ний, однако для многих важных задач Г.д. всё ещё нет теорем о существовании, единственности и устойчивости решения.

Ещё одно направление газодинамич. исследований связано с задачами о неустановившихся движениях. К ним относятся, в частности, задачи внутр. баллистики, задачи о распространении и действии взрывных и детонационных волн, вопросы работы ударных труб, задачи о пульсациях давления и др. параметров в отрывных зонах, о нестационарных движениях газа в газопроводах и др. Мн. задачи об одномерных неустановившихся движениях могут быть решены численными методами. Большое значение для понимания качественных особенностей явлений имеют найденные точные решения задач о сильном точечном взрыве, о поведении произвольного разрыва в нач. распределениях параметров газа, о распространении сферич. детонационной волны и др. Важный раздел Г. д.— теория газовых струй. Теория турбулентных струй с учётом сжимаемости развивается, как и в случае несжимаемой жидкости, на полуэмпирич. основе. Она применяется, в частности, для расчёта эжекторов.

Учёт вязкости и теплопроводности газа в задачах об обтекании тел и в ряде задач о течениях газа в трубах и каналах производится во мн. случаях на основе теории *пограничного слоя*. В отличие от течений несжимаемой жидкости, в случае газа задачи об определении поверхностного трения и об определении темп-ры и тепловых потоков связаны друг с другом. Специфическим для околозвуковых и сверхзвуковых течений газа является взаимодействие между пограничным слоем и внеш. потоком, происходящее при отрыве пограничного слоя в месте, где возникающие в потоке скачки уплотнения приближаются к обтекаемой поверхности. При большой сверхзвуковой скорости значит. часть кинетич. энергии летящего тела переходит в теплоту, разогревая прилегающий к телу слой газа и обтекаемую поверхность (см. *Аэродинамический нагрев*). Толщина возмущённого слоя газа между поверхностью обтекаемого тела и ударной волной при этом может быть того же порядка, что и толщина вязкого слоя; поэтому в таком случае вязкость сильно влияет на всё возмущённое течение.

Целью решения всех перечисленных задач Г. д., как внутренних, так и внешних, является определение силового, теплового и физ.-хим. воздействия движущегося газа на омываемые им поверхности, а в нек-рых случаях — ещё и полных полей газодинамич. параметров во всей области течения.

Методы Г.д. проникли в астрофизику и космогонию, где они применяются для решения задач о движениях космич. газовых масс и об их эволюции. При рассмотрении таких задач приходится учитывать действие гравитац. сил, а также действие на газ эл.-магн. полей. В связи с этими задачами, а также нек-рыми задачами о движении газа при высокой темп-ре, возникающими, напр., при создании магнитогазодинамич. генераторов электроэнергии или при решении проблемы управляемых термоядерных реакций, быстро развиваются разделы, связывающие Г. д. с электродинамикой и физикой высоких темп-р,— *магнитная гидродинамика* и динамика ионизованного газа (*плазмы*).

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 2, 4 изд., М., 1963; Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981; его же, Механика сплошной среды, т. 1—2, 4 изд., М., 1983—84; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Станюкович К. П., Неустановившиеся движения сплошной среды, М., 1955; Черный Г. Г., Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью, М., 1959; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966; Крайко А. Н., Вариационные задачи газовой динамики, М., 1979; Овсянников Л. В., Лекции по основам газовой динамики, М., 1981.

Г. Г. Черный.

ГА́ЗОВАЯ ПОСТОЯ́ННАЯ универсальная (молярная) (R) — фундаментальная физ. константа, входящая в ур-ние состояния 1 моля идеального газа: $pv = RT$ (см. *Клапейрона уравнение*), где p — давление, v — объём моля, T — абс. темп-ра. Г. п. численно равна работе расширения 1 моля идеального газа под пост. давлением при нагревании на 1К. С др. стороны, Г. п.— разность молярных теплоёмкостей при пост. давлении и пост. объёме: $c_p - c_v = R$ (для газов, близких по своим свойствам к идеальному). Численное значение Г. п. в единицах СИ (на 1984): $R = 8{,}31441(26)$ Дж/(моль·К). В др. единицах: $R = 8{,}314 \cdot 10^7$ эрг/(моль·К) $= 1{,}9872$ кал/(моль·К) $= 82{,}057$ см^3·атм/(моль·К). Физ. постоянную $B = R/\mu$ (где μ — молекулярная масса газа) наз. удельной Г. п.

ГА́ЗОВЫЙ ЛА́ЗЕР — *лазер* с активной средой в виде газов, паров или их смесей. Как и всякий лазер, Г. л. содержит *активную среду*, обладающую усилением на одной или неск. линиях в оптич. диапазоне спектра, и *оптический резонатор* (в простейшем случае состоящий из двух зеркал, между к-рыми помещена активная среда).

Особенности Г.л. определяются свойствами активной среды, плотность к-рой меняется в широких пределах (давление от 10^{-3} мм рт. ст. до десятков атмосфер), однако она значительно меньше, чем в конденсированных средах. По этой причине газовая активная среда в большинстве случаев прозрачна в широкой области спектра и обладает узкими линиями поглощения и излучения. Г. л. могут генерировать узкие линии излучения, лежащие в широкой области спектра, в т. ч. и в далёкой коротковолновой (где нет прозрачных конденсированных сред), Г. л. позволяют получать предельно узкие и стабильные линии генерации. Малая плотность активной среды определяет малость температурных изменений показателя преломления. Это позволяет сравнительно легко получать с Г. л. предельно малую (дифракционную) расходимость излучения. Многообразие физ. процессов, приводящих к образованию *инверсии населённостей*, создаёт большое разнообразие типов, характеристик и режимов работы Г. л. Возможность быстрой прокачки газовой активной среды через оптич. резонатор позволила в Г. л. достичь рекордно больших ср. мощностей излучения.

Г. л., работающие в непрерывном и импульсном режимах, существенно различаются как конструктивно, так и по характеристикам. Для непрерывной генерации требуется, чтобы механизм *накачки* обеспечивал стационарную во времени инверсию населённостей уровней рабочего перехода. Для этого необходимо эффективное возбуждение верхнего и возможно быстрый распад (опустошение) нижнего уровней. В импульсном режиме можно обеспечить высокую скорость накачки и легче избежать перегрева активной среды.

По характеру возбуждения активной среды Г. л. принято подразделять на след. классы: *газоразрядные лазеры*, Г. л. с оптич. возбуждением (см. *Оптическая накачка*), Г. л. с возбуждением заряж. частицами, *газодинамические лазеры*, *химические лазеры*. По типу переходов, на к-рых возбуждается генерация Г. л., различают Г. л. на атомных переходах, ионные лазеры, *молекулярные лазеры* на электронных, колебательных и вращательных переходах молекул и *эксимерные лазеры*. По механизмам образования инверсии населённостей выделяют Г. л. с возбуждением электронным ударом, с передачей возбуждения от частиц вспомогат. газов, рекомбинационные Г. л., Г. л. с прямым оптич. возбуждением, фотодиссоционные Г. л. и др. В ряде случаев реализуются комбинированное возбуждение и сложные механизмы инверсии.

С Г. л. получена генерация на более чем 6000 отдельных линиях в очень широкой области спектра от вакуумного УФ до субмиллиметровых волн. Г. л. посвящается примерно половина научных публикаций по лазерам, из них более 60% — газоразрядным лазерам. Конструктивные особенности, мощность генерации, кпд и др. характеристики Г. л. меняются в очень широких пределах. Большое число Г. л. разл. типов выпускается серийно.

Г. Г. Петраш.

ГА́ЗОВЫЙ РАЗРЯ́Д — прохождение электрич. тока через газ, сопровождающееся совокупностью электрич., оптич. и тепловых явлений. Подробнее см. *Электрические разряды в газах*.

ГАЗОДИНАМИ́ЧЕСКИЙ ЛА́ЗЕР — *газовый лазер*, в к-ром инверсия населённостей создаётся в системе колебат. уровней энергии молекул газа путём адиабатич. охлаждения нагретых газовых масс, движущихся

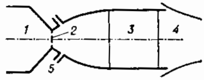


Рис. 1. Схема газодинамического лазера: *1* — форкамера; *2* — критическое сечение сопла; *3* — оптический резонатор; *4* — диффузор; *5* — газовый тракт для подвода CO_2 в случае «лазера с подмешиванием».

со сверхзвуковой скоростью. Г. л. состоит из нагревателя, сверхзвукового сопла (или набора сопел, образующих т. н. сопловую решётку), *оптического резонатора* и диффузора (рис. 1). В нагревателе происходит тепловое возбуждение специально подобранной смеси газов (в результате сгорания топлива или подогрена с помощью электрич. разрядов и ударных волн). При течении газа в сверхзвуковом сопле смесь быстро охлаждается. Необходимая для возбуждения генерации инверсия населённостей энергетич. уровней рабочего компонента смеси достигается, если: 1) скорость опустошения (релаксации) ниж. уровня лазерного перехода в процессе расширения выше скорости релаксации верх. уровня; 2) время опустошения верх. уровня больше характерного т. н. *газодинамич. времени* (времени движения газа до резонатора). Если для определ. пары энергетич. уровней эти условия выполнены, то из-за сильной зависимости времён релаксации от темп-ры и плотности газа, начиная с нек-рого момента от начала расширения, быстрое падение населённости верх. уровня сменяется медленным, тогда как населённость нижнего продолжает уменьшаться с заметной скоростью. Часть избыточной энергии верх. уровня может быть трансформирована в резонаторе в энергию лазерного луча. Диффузор служит для торможения потока и повышения давления газа, к-рый выбрасывается в атмосферу.

Активная среда. Указанным требованиям наиб. полно отвечают колебат. состояния молекул, обладающие большими временами жизни (по сравнению с электронными и вращательными уровнями). Процессы колебат. релаксации позволяют осуществить: полную инверсию колебат. уровней и т. н. *частичную колебат.-вращат. инверсию.* В соответствии с этим «рабочими» частицами Г. л. служат как многоатомные, так и двухатомные гетероядерные молекулы, имеющие, в отличие от гомоядерных молекул, разрешённые колебат.-вращат. переходы.

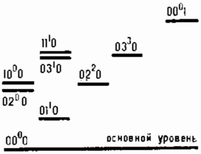


Рис. 2. Схема нижних колебательных уровней энергии молекулы CO_2 (цифры — колебательные квантовые числа, степень — вырождение деформационного колебания).

Первым и наиб. распространённым является Г. л. на полной колебат. инверсии между уровнями 00^01 и 10^00 (или 02^00) молекулы CO_2. Соответствующие длины волн генерации $\lambda=10,4-9,4$ мкм (рис. 2). Уровень 00^01 соответствует асимметрич. колебаниям молекулы CO_2, уровни 10^00 и 02^00 — колебаниям деформационного и симметрического типов. Однако в чистом CO_2 необходимое соотношение времён релаксации этих уровней не выполнено. Это соотношение сдвигается в нужную сторону при добавлении определ. кол-ва молекул H_2, H_2O, атомов He и др. Их столкновения с молекулами CO_2 опустошают нижние лазерные уровни (10^00 и 02^00) значительно быстрее, чем уровень 00^01. Увеличение запаса колебат. энергии в охлаждённом газе достигается также введением в газовую смесь в форкамере донорного газа, молекулы к-рого релаксируют медленно и способны быстро передавать запасённую в них энергию на уровни, соответствующие асимметрич. колебаниям молекулы CO_2. Роль донорного газа обычно выполняют возбуждённые молекулы N_2, колебат. уровни к-рых близки к уровням молекулы CO_2.

Г. л. на продуктах сгорания является простейшим Г. л., имеющим практич. значение. В форкамере сжигается углеродсодержащее топливо в воздухе, горячие продукты сгорания пропускаются через сопловой аппарат и резонатор (рис. 1). В зависимости от используемого топлива и условий его сжигания давление p_0, темп-ра T_0 и хим. состав продуктов в форкамере меняются в широких пределах ($p_0=5-100$ атм, $T_0=1500-3000$ K). Таким способом, как правило, не удаётся получить высокой эффективности. Г.л. на продуктах сгорания имеет низкий кпд ($\leqslant 1\%$). Это обусловлено тем, что только 7—10% от энергии сгорания идёт на возбуждение колебат. уровней молекулы CO_2. Кроме того, из-за релаксац. потерь энергии в потоке, невысокого отношения энергии кванта лазерного излучения к энергии кванта, необходимого для возбуждения асимметрич. колебания молекулы CO_2 (квантового кпд), и относительно небольшой эффективности резонатора не весь энергозапас может быть трансформирован в лазерное излучение. Реально в Г. л. на продуктах сгорания энергия, излучаемая на единицу массы сжигаемой смеси (уд. энергия излучения) $\leqslant 20$ кДж/кг, а показатель усиления $\alpha \leqslant 0,5-1,0$ м$^{-1}$.

Другие типы Г. л. Один из путей повышения эффективности Г. л. состоит в снижении релаксац. потерь запасённой колебат. энергии. Из-за сравнительно высоких скоростей релаксации колебат. уровней молекулы CO_2 практически вся теряемая средой энергия преобразуется в теплоту, причём это происходит в околокритич. части сопла, где высоки темп-ра и плотность газа. Отсутствие CO_2 в этой части потока снижает до минимума потери энергии. Поэтому необходимое кол-во CO_2 вводят в поток возбуждённого донорного газа в сверхзвуковую или околозвуковую часть сопла. При этом темп-ра вводимого CO_2 может быть низкой ($\leqslant 200-300$ K). В таком варианте Г. л. (Г. л. «с подмешиванием») появляется дополнит. возможность повышения полного числа колебательно возбуждённых молекул за счёт нагревания донорного газа до более высоких темп-р $T_0=4000-5000$ K. Уд. энергия излучения достигает 50—100 кДж/кг, показатель усиления 3—5 м$^{-1}$, полный кпд $\sim 2-3\%$.

Эффективность Г. л. повышается и в том случае, когда хотя бы часть запасённой энергии удаётся преобразовать в лазерное излучение с бóльшим квантовым кпд. В случае CO_2 эта возможность связана с т. н. каскадной генерацией одновременно на двух переходах $00^01-10^00(02^00)$ и 10^00 $(02^00)-01^10$. Последняя имеет квантовый кпд 71,6%. Условия для возникновения двухчастотной генерации более жёсткие, чем в одночастотном режиме. Они легче достигаются в Г. л. «с подмешиванием». По мере вывода каскадного излучения из резонатора внутр. энергия системы падает и условие двухчастотной генерации перестаёт выполняться. Оставшаяся в среде колебат. энергия (верх. переход) трансформируется в лазерное излучение следующим, расположенным ниже по потоку резонатором, настроенным на переходы 00^01-10^00 (02^00).

Г. л. на CO_2 работают также на др. колебат. переходах, напр. на переходах 03^10-10^00, 03^10-02^20 и 02^00-01^10 ($\lambda=18,4$, 16,7 и 16,2 мкм). В этом случае необходимы замораживание как можно большей энергии в системе уровней деформац. и симметрич. колебаний молекулы и охлаждение газа до темп-р $\leqslant 70-100$ K. Наилучшие результаты получены для смесей CO_2 с Ar и Ne и сопловых аппаратов с большими степенями расширения. В качестве рабочего компонента в Г. л. используются и др. трёхатомные молекулы (N_2O, COS, CS_2).

Действие др. типа Г. л. основано на инверсии в системе колебат.-вращат. уровней в двухатомных гетероядерных молекулах (CO, HCl и др.). Инверсия возникает между вращат. подуровнями разл. возбуждённых колебат. уровней. Если это возбуждение мало, то вращат. подуровни, между к-рыми имеется инверсия, соответствуют очень большим значениям вращат. квантового числа, а потому имеют малую населённость. Это, в свою очередь, определяет малый показатель усиления, недостаточный для возбуждения генерации. Генерация возбуждается, если т. н. колебат. темп-ра $T_{\text{кол}}$ (эфф. темп-ра, с к-рой заселены колебат. уровни) и темп-ра газа T находятся в соотношении $T_{\text{кол}}/T \gg 1$. Наиб. высокое значение $T_{\text{кол}}$ расширяющегося газа может быть сохранено в системе слабо релаксирующих уровней, напр. в системе уровней молекулы CO ($\lambda=5$ мкм). Необходимое охлаждение газа достигается в сопловых аппаратах с высокой степенью расширения.

Лит.: Конюхов В. К., Прохоров А. М., Второе начало термодинамики и квантовые генераторы с тепловым возбуждением, «УФН», 1976, т. 119, с. 541; Лосев С. А., Газодинамические лазеры, М., 1977; Андерсон Д., Газодинамические лазеры: введение, пер. с англ., М., 1979; Бирюков А. С., Щеглов В. А., Газовые лазеры на каскадных переходах линейных трехатомных молекул, «Квантовая электроника», 1981, т. 8, с. 2371; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, М., 1983. *А. С. Бирюков.*

ГАЗОПРОНИЦА́ЕМОСТЬ — способность конденсированных тел пропускать газовые потоки. Г. относится к *переноса явлениям* и вызывается градиентом *химических потенциалов*.

Процесс Г. состоит из неск. стадий: поглощения частиц газа поверхностью конденсир. среды, прохождения газа через неё, выделения газа на противоположной поверхности конденсир. тела и десорбция частиц газа с поверхности. Любая из этих стадий может сопровождаться диссоциацией молекул газа, газ может ионизоваться или вступать с молекулами (атомами) конденсир. среды в хим. реакции. На заключит. стадии Г. частицы могут вновь ассоциировать.

Возникновение движущих сил, приводящих к Г., связано с наличием градиента тепловых, электрич., гравитац. полей, градиента концентрации и (или) связанного с ними градиента парциальных давлений газов в разл. средах.

В зависимости от соотношения между ср. длиной свободного пробега $\bar{l}$ частиц газа и ср. диаметром каналов $\bar{d}$ газопроводящей среды существует неск. типов Г.: 1) при $\bar{d}\gg\bar{l}$ — ламинарная Г.; 2) при $\bar{d}\sim\bar{l}$ — молекулярная, эффузионная, или кнудсеновская Г.; 3) при $\bar{d}\ll\bar{l}$ — диффузионная Г. Последний случай осуществляется посредством разл. видов *диффузии* и растворимости газа. Так, в кристаллич. телах диффузионная Г. идёт как по границам зёрен, так и внутри отд. кристаллов; как правило, она имеет анизотропный характер.

Поток Q газа при ламинарной и эффузионной Г. определяется ур-нием

$$Q=v\,(p_1-p_2),\qquad (1)$$

где v — проводимость среды, p_1 и p_2 — давление газа на поглощающую и десорбирующую поверхности среды, пропускающей через себя газ. Ламинарный и эффузионный потоки различаются величиной v. Для линейной одномерной диффузии на основе первого *Фика закона* поток через поверхность площадью S в единицу времени равен:

$$q=Q/S=-D\,dc/dx,\qquad (2)$$

где D — коэф. диффузии, c — концентрация, x — координата распространения диффузионного потока. Согласно *Генри закону*, концентрация газа c в конденсир. теле пропорциональна p, если молекулы газа в газовой и конденсир. фазах неизменны:

$$c=\Gamma p\qquad (3)$$

(Γ — константа Герца). Если молекулы газа в конденсир. среде диссоциируют, то

$$c=\Gamma p^{1/n},\qquad (4)$$

где n — число фрагментов, на к-рые распадается молекула.

Закон Генри (3) справедлив для растворимости газов в молекулярных жидкостях, для к-рых

$$q=-D\Gamma\,\frac{dc}{dx}.\qquad (5)$$

Величина Γ в (3), (4) и (5) различна и может быть вычислена. Так, при растворении азота и водорода в жидком железе при 1000°С, согласно (4), можно получить $\Gamma_N=0{,}043$ атм$^{-1/2}$ и $\Gamma_H=0{,}0027$ атм$^{-1/2}$. Произведение $D\cdot\Gamma=k$ иногда наз. коэф. Г. Поскольку скорость диффузии и растворимость зависят от темп-ры T, то и $k=k\,(T)$.

Ю. Н. Любитов.

ГАЗОРАЗРЯ́ДНАЯ ПЛА́ЗМА — плазма *электрических разрядов в газах*. Подробнее см. в ст. *Низкотемпературная плазма*.

ГАЗОРАЗРЯ́ДНЫЕ ИСТО́ЧНИКИ СВЕ́ТА — приборы, в к-рых электрич. энергия преобразуется в оптич. излучение при прохождении электрич. тока через газы или пары металлов. Подробнее см. в ст. *Источники оптического излучения*.

ГАЗОРАЗРЯ́ДНЫЕ ЛА́ЗЕРЫ — наиболее распространённый класс *газовых лазеров*, в к-рых для формирования активной среды используются электрич. разряды в газах. При переходе к давлениям газа порядка атмосферного и выше (необходимого для повышения мощности Г. л.) появляющиеся неустойчивости разряда делают активную среду неоднородной и непригодной для возбуждения генерации. Для повышения устойчивости разряда используют предионизацию разрядного объёма пучком заряж. частиц, вспомогат. разрядом, коротковолновым (оптич. или рентг.) излучением. В Г. л. высокого давления часто применяют поперечный разряд обычно с предионизацией (TEA-лазеры, от англ. transverse excitation atmospheric).

Газоразрядные лазеры на атомных переходах

Возбуждение электронным ударом позволяет получать непрерывную и импульсную генерацию на большом числе квантовых переходов разл. атомов в видимой части спектра (в основном атомов инертных газов) и гл. обр. в ИК-области. Прямым электронным ударом наиб. эффективно возбуждаются уровни, связанные с осн. состоянием *атома* разрешёнными переходами. Непрерывная инверсия населённости рабочих уровней в трёхуровневой системе в большинстве случаев образуется за счёт опустошения (распада) нижнего рабочего уровня спонтанным излучением (см. *Лазер*). Мощность и кпд Г. л. этого типа невелики, но они просты в изготовлении и эксплуатации. Для их возбуждения используют *тлеющий разряд* или *высокочастотный разряд*. На ряде линий достигается высокий коэф. усиления (напр., $\sim$1 см$^{-1}$ на $\lambda=3{,}51$ мкм). Пример — Г. л. на переходах атома Xe.

В импульсном режиме наиб. практич. интерес представляет генерация на т. н. самоограниченных переходах, ниж. уровни к-рых метастабильны. Длительность существования инверсии населённости на таких

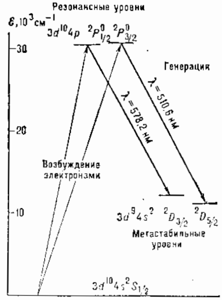


Рис. 1. Схема уровней атома Cu, участвующих в генерации.

переходах ограничена накоплением частиц на ниж. уровне; она не больше времени жизни частиц на верхнем рабочем уровне (рис. 1; обозначения уровней см. в ст. *Атомные спектры*). Наиб. мощность и эффективность генерации достигнута на переходах с первого резонансного уровня, т. к. он наиб. эффективно заселяется электронами. На самоограниченных переходах ряда атомов (Cu, Ba, Mn, Pb, Au, Eu и др.) получена генерация со ср. мощностью >1 Вт при относительно высоком кпд 0,1—1%. Эти Г. л. обычно работают с высокой частотой повторения импульсов (5—20 кГц) и обладают высоким усилением. Наилучшие характеристики имеют Г.л. на парах Cu ($\lambda=510{,}6$; 578,2 нм), ср. мощность генерации к-рых приближается к 100 Вт при кпд $\sim$1%.

Передача возбуждения от долгоживущих частиц. В нек-рых Г. л. в образовании инверсии населённостей помимо электронного удара важную роль играет процесс резонансной передачи энергии от долгоживущих метастабильных атомов (д о н о р н ы й г а з). В частности, в первом и наиб. распространённом Г. л. [А. Джаван (A. Javan), У. Беннетт (W. Bennett) и

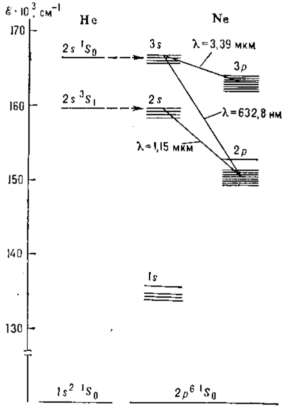


Рис. 2. Схема уровней He и Ne.

Д. Херриотт (D. Herriott), 1961] происходит передача возбуждения от атомов He атомам Ne, в результате чего селективно заселяются нек-рые уровни Ne (рис. 2). Генерация может быть получена на большом числе переходов, стрелками показаны используемые обычно переходы. Ниж. уровни этих переходов достаточно быстро опустошаются спонтанным излучением, что обеспечивает генерацию в непрерывном режиме.

Для возбуждения He—Ne-лазера используют тлеющий разряд. Усиление — лишь неск. % за 1 проход, и генерация возникает только при применении зеркал с малыми потерями (см. *Оптический резонатор*). Мощность излучения He — Ne-лазера варьируется от 1 до 100 мВт, его кпд $\leqslant$0,1%. Однако, он прост и технологичен; особенно широко используется «красный» переход (λ=632,8 нм).

Ионные Г. л. Непрерывная и импульсная генерация на большом числе переходов (неск. сотен линий в видимой и УФ-областях спектра) получена возбуждением электронами атомарных ионов разл. кратности. Наиб. распространены непрерывные лазеры, генерирующие на переходах ионов инертных газов. Непрерывный Ar^+-лазер генерирует на 10 линиях в сине-зелёной области спектра в диапазоне 454,5—528,7 нм. Заселение верхних рабочих уровней в нём осуществляется ступенчатым возбуждением электронами через основное и метастабильные состояния иона, а также каскадами (неск. последоват. переходов) с более высоких уровней. Нижние рабочие уровни быстро опустошаются спонтанным излучением. В пром. Ar^+-лазерах достигаются мощности генерации 1—40 Вт (в лаб. образцах — до 500 Вт) при кпд ~0,1%. Для возбуждения Ar^+-лазера применяется сильноточный разряд в узких трубках с плотностями тока порядка сотен А/см². Разрядные трубки (из керамики на основе BeO, графитовых шайб или из покрытых слоем Al_2O_3 шайб, интенсивно охлаждаемых проточной водой) наполняются Ar до давления в неск. десятых мм рт. ст. Обычно они помещаются в соленоид, создающий продольное магн. поле ~1 кГс. Непрерывный ионный Kr^+-лазер аналогичен, но обладает несколько худшими характеристиками генерации и генерирует в диапазоне 468—752,5 нм.

Для многих Г. л., генерирующих на переходах атомных ионов, существ. роль в образовании инверсии играют два процесса — перезарядка ($A^+ + B \rightarrow A + B^{+*}$) и т. н. процесс Пеннинга ($A^* + B \rightarrow A + B^{+*} + e$), в к-рых возбуждённые состояния иона B^{+*} образуются за счёт передачи энергии от иона A^+ или метастабильного атома A^* (обычно иона или метастабильного атома инертного буферного газа, чаще всего He или Ne). Перезарядка — резонансный процесс, т. е. имеет заметную эффективность только тогда, когда разность энергий начального и конечного состояний частиц мала ($\Delta\mathcal{E}\sim$0,1—1,0 эВ), что приводит к селективному заселению одного или нескольких близких уровней иона B^+. Процесс Пеннинга не приводит к селективному заселению уровней, стационарная инверсия в этом случае образуется за счёт быстрого опустошения ниж. уровня. За счёт перезарядки с ионом He^+ инверсия образуется на переходах: Hg^+, Cd^+, Zn^+, Se^+, Te^+, J^+, Tl^+, As^+, Cu^+, Ag^+, Au^+, Be^+; за счёт перезарядки с Ne^+ — на ионах Tl^+, Mg^+, Be^+, Te^+, Ga^+, Sn^+, Pb^+, Cu^+, Ag^+, Al^+; перезарядки с Kr^+ — на ионах Ca^+ и Sr^+. Возбуждение процессом Пеннинга приводит к генерации на переходах ионов Cd^+, Zn^+, Mn^+, Sn^+, Cu^+. Иногда действуют оба процесса, а также возбуждение электронами и в результате каскадных переходов с уровней, заселяемых указанными процессами. Относит. вклад разных процессов зависит от условий разряда.

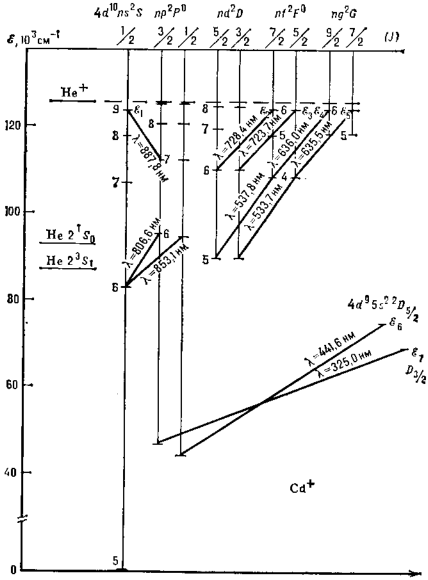


Рис. 3. Схема уровней He и Cd. Возбуждение уровней Cd^+ $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_3$, $\mathcal{E}_4$, $\mathcal{E}_5$ происходит перезарядкой с He^+; возбуждение уровней $\mathcal{E}_6$, $\mathcal{E}_7$ — процессом Пеннинга от метастабильного уровня $\mathcal{E}_{He}$.

Наиб. распространённый лазер этого типа — He—Cd-лазер. Линии с $\lambda=441,6$ нм и 325,0 нм возбуждаются процессом Пеннинга, все остальные — перезарядкой с ионом He^+ или каскадами переходов с уровней, заселяемых перезарядкой (рис. 3). He—Cd-лазеры ср. размеров позволяют получить мощность генерации в непрерывном режиме $\sim$10—50 мВт на линии $\lambda=$ $=141,6$ нм при кпд $\sim$0,1% и неск. мВт на линии $\lambda=$ $=325,0$ нм. Близкими характеристиками обладает He — Se-лазер, генерирующий на мн. линиях гл. обр. в зелёной области спектра.

Для возбуждения ионных лазеров этого типа обычно используют тлеющий разряд, пары металла вводят с помощью катафореза. Часто используют также разряд в полом катоде и поперечный ВЧ-разряд. При этом хорошо заселяются уровни, возбуждаемые перезарядкой.

Рекомбинационные лазеры. Инверсия образуется в в процессе *рекомбинации ионов и электронов.* В этом процессе уровни атомов или ионов заселяются не «снизу», а «сверху». Генерация возникает во время послесвечения импульсного разряда, когда происходит интенсивная рекомбинация. Рекомбинац. лазеры реализованы на мн. переходах атомов и атомарных ионов в УФ-, видимой и ИК-области спектра. Наилучшие характеристики генерации получены на линиях иона Sr^+ ($\lambda=430,5$ и 416,2 нм) и Ca^+ ($\lambda=373,7$, 370,6 нм). Скорость рекомбинации резко растёт с уменьшением энергии (охлаждением) электронов. Для ускорения охлаждения в разряд вводят легкий буферный газ He при давлении 200—600 мм рт. ст. На линиях Sr^+ получена генерация со ср. мощностью до 2 Вт при кпд $\sim$0,1%. Предполагается, что с помощью рекомбинац. лазеров удастся получить генерацию в КВ-области спектра вплоть до рентгеновской.

Молекулярные лазеры

Электронные переходы молекул. Вероятность возбуждения электронных состояний молекул электронным ударом того же порядка, что и для возбуждения уровней атомов. Однако из-за наличия колебат. и вращат. возбуждений электронные уровни молекул расщепляются на большое число подуровней. При возбуждении в разряде инверсия населённостей распределяется по большому числу переходов, в связи с чем на электронных молекулярных переходах труднее получить большое усиление. Эта трудность увеличивается при переходе от простых и лёгких молекул к более сложным и тяжёлым, а также с увеличением темп-ры.

Однако прямое электронное возбуждение позволило получить генерацию на электронных переходах молекул N_2, H_2, D_2, HD, CO, NO. Наиб. распространён N_2-лазер. Прямым электронным ударом наиб.

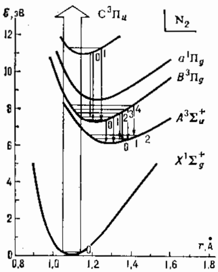


Рис. 4. Кривые потенциальной энергии молекулы N_2, r — расстояние между ядрами.

эффективно возбуждаются уровни, удовлетворяющие *Франка — Кондона принципу.* На рис. 4 этот переход показан широкой стрелкой (обозначения уровней см. в ст. *Молекула, Молекулярные спектры*). Генерация происходит на переходах, отмеченных стрелками вниз.

Широкое распространение получил УФ-лазер на N_2, генерирующий на многих переходах вращат. спектра 2+ системы полос азота, напр. $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ ($v'=0 \rightarrow v''=0$) ($\lambda=337,1$ нм; v', v'' — колебат. квантовые числа верхнего и нижнего колебат. уровней). Лазер возбуждается, как правило, в поперечном разряде и имеет пиковую мощность $\sim$1 мВт при кпд до 0,1% и длительности импульса в неск. нс.

Генерация получена и на др. электронных переходах N_2 видимой и ближней ИК-области спектра, а также на переходах CO в видимой и УФ-области спектра, на переходах H_2, D_2 и HD в ближней ИК- и УФ-области спектра, на молекуле NO в ИК-области спектра. Мощности генерации на этих переходах значительно меньше, чем УФ-лазера на N_2.

Мощная генерация получена в смеси N_2+Ar в поперечном разряде высокого давления. В этом случае накачка верхних рабочих уровней молекулы N_2 происходит за счёт процесса передачи энергии от метастабильных атомов Ar. Наиб. мощность получается на переходе $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ ($v'=0 \rightarrow v''=1$), $\lambda=357,7$ нм. В смеси N_2+He при высоких давлениях получена генерация на переходах $B\Sigma_u^+ \rightarrow X\Sigma_g^+$ молекулярного иона N_2^+. Это пока единств. случай генерации на электронных переходах молекулярного иона. Наиб. интенсивна генерация с $\lambda=427,8$ нм. Осн. механизм накачки верхних лазерных уровней — перезарядка на ионе He^+.

Эксимерные и эксиплексные лазеры генерируют на электронных переходах молекул, существующих в виде прочных соединений только в возбуждённых состояниях и распадающихся или слабо связанных в осн. состоянии (такие молекулы, состоящие из одинаковых атомов или атомных групп, напр. Xe_2, Kr_2, Ar_2, наз. э к с и м е р а м и, а из разл. атомов XeF, KrF и др.— э к с и п л е к с а м и). Часто все лазеры этого типа наз. эксимерными. Для этих Г. л. характерны сложные процессы заселения верхних рабочих состояний, включающие обычно столкновит. и хим. процессы, приводящие к эффективной передаче энергии от ионов и возбуждённых атомов буферного и рабочего газа на верхние рабочие уровни эксимерной (эксиплексной) молекулы, к-рые затем распадаются с излучением. Эффективность преобразования энергии в эксиплексное излучение для мн. молекул $\sim$10%. Нижние рабочие состояния лазерного перехода — «отталкивательные» или слабо связанные, скорость их распада велика, в результате чего на таких переходах легко образуется инверсия населённостей (см. *Эксимерный лазер*).

Г. л. на колебательных переходах молекул — наиб. мощные и эффективные. Они генерируют в ср. ИК-диапазоне. Наиб. распространённый — лазер на CO_2. В обычных условиях генерация получается на переходах с уровня 00^01 на уровни 10^00 и 02^00 (рис. 5), что соответствует двум полосам с длинами волн 10,4 мкм и 9,4 мкм. В каждой полосе генерация может быть получена на мн. переходах вращат. спектра. Накачка на верхний рабочий уровень в основном осуществляется столкновит. передачей энергии от колебат. возбуждённой молекулы N_2, находящейся на первом колебат. уровне $v=1$, энергия к-рого близка к энергии уровня 00^01 молекулы CO_2. Нижние рабочие уровни быстро опустошаются.

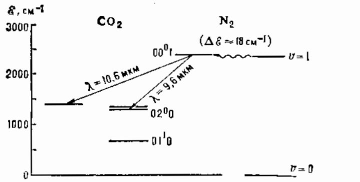


Рис. 5. Схема нижних колебательных уровней молекул CO_2 и N_2, участвующих в генерации CO_2-лазера; 00^01, 02^00, 01^10 обозначают колебательные квантовые числа (верхний индекс — степень вырождения деформационных колебаний).

Удобное расположение рабочих уровней и благоприятные характеристики рабочих переходов позволяют получать на переходах молекулы CO_2 эффективную генерацию с помощью мн. способов накачки. Больше всего распространены непрерывный CO_2-лазер и импульсные ТЕА CO_2-лазеры. Непрерывные лазеры обычно возбуждаются в продольных трубках тлеющего разряда, наполненных смесью CO_2+N_2+He (в соотношении $\sim$1:2:5, He способствует понижению темп-ры газа). С разрядной трубкой длиной 1 м можно получать непрерывную генерацию мощностью в десятки Вт при кпд $\sim$10%. Дальнейшее повышение мощности ограничено нагревом активной среды в разряде. Для получения большей мощности (до неск. кВт) применяют разрядные трубки большой длины или неск. разрядных трубок, а также быструю прокачку рабочей смеси.

Для возбуждения CO_2-лазеров используются несамостоят. разряды, в частности с предионизацией пучком быстрых электронов (электроионизац. лазеры). Это позволяет значительно увеличить давление рабочей смеси и получать большие уд. энергосъёмы. Кроме того, в несамостоят. разрядах ср. энергия электронов ниже, что повышает эффективность возбуждения колебат. уровней. С импульсными электроионизац. CO_2-лазерами получают энергию генерации в неск. кДж.

Возбуждение разрядом приводит также к генерации на колебат. переходах др. молекул, напр. N_2O, CS_2, OCS, но эти лазеры имеют значительно меньшую мощность генерации и не получили распространения.

Особое место среди Г. л. на колебат. переходах молекул занимает CO-лазер, обладающий высокой мощностью генерации в непрерывном и импульсном режимах (сравнимую с мощностью генерации CO_2-лазера) и кпд до 60%. CO-лазер генерирует на большом числе переходов, часто наблюдается каскадная генерация, когда ниж. уровень одного лазерного перехода является верх. уровнем след. лазерного перехода, и т.д. Инверсия населённости между колебат. уровнями CO образуется в процессе столкновит. релаксации в условиях, когда возбуждение колебат. состояний молекулы достаточно велико. Охлаждение газа способствует образованию инверсии и увеличивает мощность генерации.

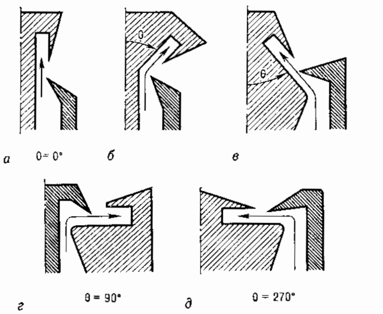
Г. л. для далёкой ИК-области спектра генерируют в широкой области — вплоть до $\lambda\sim1$ мм на переходах молекул между колебат. и вращат. уровнями. Их представители — лазеры на молекулах H_2O, D_2O, HCN. Широкого распространения эти лазеры пока не получили.

Лит.: Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1, М., 1978; Гудзенко Л. И., Яковленко С. И., Плазменные лазеры, М., 1978; Beck R., Englisch W., Gürs K., Table of laser lines in gases and vapors, 3 ed., B.— [a.o.], 1980; Willet C. S., Introduction to gas lasers: population inversion mechanisms, Oxf.— [a.o.], 1974; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, М., 1983. *Г. Г. Петраш.*

ГАЗОРАЗРЯ́ДНЫЕ ПРИБО́РЫ — то же, что *ионные приборы*.

ГАЗОСТРУ́ЙНЫЕ ИЗЛУЧА́ТЕЛИ — генераторы акустич. колебаний, источником энергии к-рых служит высокоскоростная газовая *струя*. Действие Г. и. основано на создании в струе пульсирующего режима течения; возникающие при этом периодич. сжатия и разрежения газа излучаются в пространство в виде акустич. волн. Пульсации потока являются следствием возникновения *автоколебаний* при взаимодействии струи с твёрдым препятствием в виде резонатора, клина или мембраны. Г. и. наряду с *сиренами* являются мощными источниками акустич. энергии для газовых сред, где из-за малого волнового сопротивления высокие уровни мощности могут быть получены только при больших амплитудах *колебательных смещений частиц*, не достижимых при использовании твердотельных излучателей. Г. и. не имеют движущихся частей, поэтому они удобны и надёжны при использовании в промышленных УЗ-устройствах. Их осн. недостаток — зависимость излучаемой мощности от частоты (мощность растёт с увеличением расхода газа, а значит, и размеров резонансных элементов, собств. частота к-рых соответственно снижается) и как следствие — трудность получения больших мощностей на высоких частотах.

Г. и. делятся на преобразователи низкого давления — *свистки* (в т. ч. *Гальтона свисток*), работающие при



дозвуковых скоростях истечения газа, и высокого давления, для работы к-рых необходимо наличие в струе газа сверхзвуковых участков; сюда относятся *Гартмана генератор* и его модификации — стержневые, игольчатые, дисковые Г. и. Последние могут излучать значит. акустич. мощность — от десятков Вт до неск. кВт (в зависимости от частоты) при кпд, достигающем 10—25 %.

В зависимости от требуемой характеристики направленности акустич. излучения и формы струи отработанного газа в таких Г. и. используются кольцевые струи с разл. углами выхода θ по отношению к оси симметрии излучателя. В соответствии с этим различаются стержневые (рис., *а*), диффузорные (рис., *б*) и конфузорные (рис., *в*) разновидности, использующие цилиндрич. и конич. расходящиеся и сходящиеся струи. Диффузорные и конфузорные Г. и. с углами θ=90° (рис., *г*) и 270° (рис., *д*), в к-рых применяются плоские веерные и радиально сходящиеся струи, наз. дисковыми. В ближней зоне интенсивность звука, развиваемая Г. и., может достигать 175—180 дБ. Такие Г. и. применяются для ускорения диффузионных процессов, напр. окислительно-восстановительных, адсорбции, сушки термочувствительных материалов и др., для коагуляции аэрозолей, для получения мелкодисперсных аэрозолей и др. К Г. и. высокого давления принадлежат также мембранные или клапанные излучатели, в к-рых непосредств. источником колебаний служит не сам газ, а возбуждаемая им упругая диафрагма, колеблющаяся на одной из собств. частот.

Лит.: Источники мощного ультразвука, М., 1967; Борисов Ю. Я., Газоструйные излучатели звука и их применение для интенсификации технологических процессов, Л., 1980. *Ю. Я. Борисов.*

ГАЛ (Гал, Gal) — наименование единицы ускорения в *СГС системе единиц*, употребляется часто в геофизике. Назв. в честь Г. Галилея (G. Galilei). 1 Гал=1 см/с^2, применяют также дольную единицу — миллигал (1 мГал=10^{-5} м/с^2).

ГАЛА́КТИКА (Млечный Путь, от греч. galaktikós — молочный, млечный) — обширная звёздная система (содержащая $\sim10^{11}$ звёзд), к к-рой принадлежит Солнце и вместе с др. членами Солнечной системы Земля.

Г. включает звёзды разл. типов и *межзвёздную среду*, в т. ч. магн. поля, частицы высоких энергий (*косми-*

ческие лучи). По своей структуре Г. принадлежит к *спиральным галактикам*. Б. ч. видимых звёзд Г. занимает в пространстве объём, имеющий форму диска, а меньшая часть образует гало сферич. формы (рис. 1). В центр. части диска имеется утолщение (балдж). Поперечник диска Г. ≈ 30 кпк, балджа ≈ 8 кпк. Г. имеет плоскость симметрии, к-рую наз. галактич. плоскостью (плоскость диска), и осью симметрии (ось вращения Г.). В галактич. плоскости находятся типичные для спиральных галактик крупномасштабные образования — спиральные рукава. В них сосредоточены почти все горячие звёзды высокой светимости

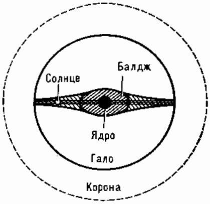


Рис. 1. Строение Галактики (сечение Галактики плоскостью, содержащей ось вращения и Солнце, схема).

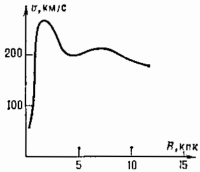


Рис. 2. Зависимость линейной скорости вращения (v) Галактики от расстояния (R) до галактического центра (по Г. Ругору и Я. Оорту).

и значит. часть газово-пылевой материи. Солнце расположено практически в галактич. плоскости на расстоянии $R_{\text{С}}$ ок. 10 кпк от *галактического центра* на внутр. краю рукава, носящего назв. рукава Ориона.

Масса Г. (M_{Γ}), оцениваемая по движению звёзд в общем гравитац. поле Г., составляет $\sim 10^{11}$ $M_{\odot}$ (масса Солнца $M_{\odot} = 1{,}99 \cdot 10^{33}$ г). На звёздную составляющую приходится ок. 98% M_{Γ}, на газ и др. компоненты межзвёздной среды — ок. 2% M_{Γ}. Возможно, Г. обладает значит. *скрытой массой*, сосредоточенной в галактич. короне и увеличивающей массу Г. в неск. раз.

Данные о строении Г. получены гл. обр. методами оптич. и радиоастрономии. В оптич. диапазоне возможности исследований ограничены *межзвёздным поглощением* света. Пространственная концентрация звёзд уменьшается с удалением от центра Г.: в центре она составляет неск. миллионов звёзд в 1 пк^3, на расстоянии $R = 1$ кпк от центра — неск. звёзд в 1 пк^3, в галактич. окрестностях Солнца ($R \approx 10$ кпк) — примерно 1 звезда на 8 пк^3.

Большинство звёзд Г. входит в состав двойных звёзд, кратных звёздных систем, рассеянных и шаровых *звёздных скоплений*. Рассеянные скопления, содержащие каждое неск. сотен, а иногда тысяч звёзд, довольно равномерно распределены по радиусу галактич. диска, но сильно концентрируются к галактич. плоскости. В отличие от них шаровые звёздные скопления, включающие каждое неск. десятков и даже сотен тысяч звёзд, слабо концентрируются к галактич. плоскости и очень сильно к центру Г. Всего открыто ок. 130 шаровых скоплений (из общего предполагаемого числа ≈ 500) и ок. 1000 рассеянных скоплений (всего их может быть 10 000—50 000).

Значит. сплюснутость диска Г. указывает на её быстрое вращение вокруг оси. Вращение диска Г. является дифференциальным (см. рис. 2 и ст. *Вращение галактик*). В галактич. окрестности Солнца угл. скорость вращения ω зависит от расстояния R от оси вращения Г. как $\sim 1/R$, т. е. линейная скорость v примерно постоянна и составляет 220—250 км/с. (В 1985 Междунар. астрономич. союз рекомендовал принять $R_{\text{С}} = 8{,}5$ кпк и $v_{\text{С}} = 220$ км/с.) При $R > 15$ кпк линейная скорость вращения либо остаётся постоянной, либо даже слегка возрастает, что обусловлено, вероятно, существованием у Г. массивной короны. Период вращения Г. в окрестности Солнца составляет 240—250 млн. лет, это — т. н. галактический год.

На скорость галактич. вращения каждой звезды накладывается остаточная (пекулярная) скорость, присущая самой звезде (см., напр., *Апекс*). Дисперсия остаточных скоростей, так же как и скорость вращения вокруг центра Г., различна у разных типов галактич. объектов. Чем выше дисперсия скоростей и чем ниже круговая скорость, тем по более вытянутым орбитам движутся объекты.

Галактич. объекты различаются по возрастам, хим. составу, пространственным положениям и кинематич. характеристикам. По пространственному положению и различию диаграмм «светимость — показатель цвета» В. Бааде (W. Baade, 1944) разделил объекты на два типа населения: население I (диск) и население II (гало). Это деление получило дальнейшее развитие: Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаго в 1942—49 по пространственно-кинематич. характеристикам разл. групп объектов в Г. разделили её на три составляющие (плоскую, промежуточную и сферическую). Иногда выделяют 5 составляющих. Плоская и промежуточные составляющие образуют диск Г. Кроме этого, население Г. делят на подсистемы — группы объектов со сходными физ. характеристиками (подсистемы *цефеид*, рассеянных скоплений и т. д.). Наблюдаются корреляции между возрастом, составом, пространственными и кинематич. характеристиками объектов, связанные с формированием и эволюцией Г. Сохранение таких корреляций в течение всей эволюции Г., возраст к-рой $t_{\Gamma} \approx 10$—15 млрд. лет, объясняется тем, что звёзды образуют бесстолкновит. систему с временем релаксации $t_{\text{р}} \gg t_{\Gamma}$. Поэтому каждая группа звёзд сохранила те пространственно-кинематич. характеристики, к-рые она приобрела в процессе образования. Совокупность подсистем со сходными пространственно-кинематич. характеристиками относят к одному типу населения (одной и той же составляющей Г.).

Население II — это очень старые объекты, возраст к-рых близок к t_{Γ}. Среди них нет звёзд с массами, заметно превосходящими солнечную ($M_{\odot}$). Подавляющее большинство звёзд имеет массу не более 0,85 $M_{\odot}$. Для звёзд населения II характерны пониженное по сравнению с Солнцем и др. звёздами населения I содержание металлов, сильная концентрация к центру Г. и отсутствие концентрации к плоскости Г. Все они движутся вокруг центра Г. по очень вытянутым и хаотически ориентированным орбитам с большими эксцентриситетами, движение мало упорядоченное, т. е. велика дисперсия остаточных скоростей (100—150 км/с). Они образуют сферич. составляющую (гало) Г. К населению II относятся подсистемы шаровых скоплений, планетарных туманностей, короткопериодич. цефеид, красных гигантов и др.

Среди населения I (диска) встречаются звёзды всех масс и очень широкого диапазона возрастов — практически от 0 до 10^{10} лет.

Самую плоскую подсистему с полутолщиной ок. 100 пк по нормали к плоскости Г. образуют массивные звёзды высокой светимости спектральных классов O и B, межзвёздные газ и пыль, в т. ч. самые многочисленные (неск. тыс.) из массивных ($\gtrsim 10^5$ $M_{\odot}$) образований в Г.— гигантские молекулярные облака (ГМО) и диффузные *туманности* (зоны H II), космич. мазеры, часть рассеянных скоплений. Возраст этих объектов мал по сравнению с t_{Γ} и составляет в среднем (кроме, видимо, ГМО) $^1/_5$ галактич. года. Эти объекты вращаются по почти круговым орбитам вокруг центра Г., дисперсия остаточных скоростей у них мала (5—15 км/с). Все они, кроме, видимо, нек-рой части ГМО, связаны со спиральными ветвями. Только в этой подсистеме имеются очаги *звездообразования* (последние неск. млрд. лет звездообразование в Г. происходит только в самой плоской подсистеме Г.). В спиральных ветвях замечены признаки градиентов возрастов звёзд поперёк ветвей, указывающие, что звездообразование протекает вблизи внутр. края ветвей, где находятся осн. газопылевые комплексы межзвёздной среды.

Большинство объектов Г. сосредоточено в диске Г. и образует промежуточную составляющую Г. Они обладают умеренной дисперсией остаточных скоростей (35—45 км/с), эксцентриситеты их галактич. орбит не превосходят 0,5, они концентрируются к плоскости Г. и к её центру, содержание элементов в них близко к солнечному. Возраст самых старых звёздных скоплений населения I не превосходит 5—7 млрд. лет. В особую составляющую, видимо, следует выделить балдж Г. Население балджа по многим параметрам близко к промежуточной составляющей Г., но с более высокой дисперсией скоростей. По своим параметрам балдж похож на внутр. части крупных эллиптич. галактик.

Центр. часть Г., не видимая в оптич. диапазоне из-за сильного межзвёздного поглощения, интенсивно изучается методами ИК- и радиоастрономии. В центре Г. находится сильный радиоисточник Стрелец А, поблизости от него — источники ИК-излучения. Сложная картина распределения и движения вещества в центре Г. не находит пока удовлетворит. объяснения. Распространённой является точка зрения, что в центре Г. находится *чёрная дыра* с массой $\sim 10^6 M_\odot$ (см. *Галактический центр*).

Исследование спектров звёзд и их светимостей позволило выяснить общую картину эволюции звёзд и эволюции Г. в целом. Г. не является неизменной, в её диске (и самой плоской его составляющей) и сейчас происходит процесс звездообразования. Области наиб. интенсивного звездообразования расположены в кольце между $R_1 = 4$ кпк и $R_2 = 8$ кпк от центра Г. В этом кольце сосредоточена б. ч. из неск. тысяч ГМО и связанные с ними молодые звёзды. Обнаружены обширные группы молодых объектов с общим движением в пространстве, отражающим, по-видимому, движение того облака диффузной материи, из к-рого они возникли. В Г. найдены градиенты содержания тяжёлых элементов (углерода и последующих элементов в периодич. системе элементов), а также изотопного состава, указывающие, что в последние неск. млрд. лет звездообразование наиб. интенсивно происходило в кольце 4—6 кпк от центра Г., а также в галактич. центре.

Эксцентриситеты галактич. орбит звёзд и скоплений коррелируют с возрастом: у более старых звёзд орбиты сильнее вытянуты, а содержание тяжёлых элементов снижено. Эти зависимости позволяют сделать определ. выводы об эволюции Г. Наиб. старые объекты образовались тогда, когда размеры Г. (точнее протогалактики) были намного больше, чем совр. размеры. Она быстро сжималась к галактич. центру и галактич. плоскости, при этом шло интенсивное образование звёзд, а межзвёздная среда обогащалась тяжёлыми элементами, рождавшимися в недрах звёзд и попадавшими в межзвёздную среду, когда быстро проэволюционировавшие звёзды взрывались как *сверхновые звёзды*. Особенно интенсивно этот процесс шёл в конце формирования объектов гало, после чего газ в гало был исчерпан и наступил перерыв в звездообразовании длительностью в 5—7 млрд. лет. После перерыва звёзды стали образовываться лишь в диске, где осел весь газ, уже обогащённый тяжёлыми элементами. Это объясняет разделение объектов Г. на населения с разл. физическими характеристиками.

Лит.: Куликовский П. Г., Звездная астрономия, 2 изд., М., 1985; Бок Б., Бок П., Млечный путь, пер. с англ., М., 1978; Марочник Л. С., Сучков А. А., Галактика, М., 1984.

ГАЛА́КТИКИ — чётко ограниченные, гравитационно-связанные звёздные системы, расположенные вне нашей *Галактики*. Г. содержат от неск. миллионов до многих тысяч миллиардов звёзд. Совр. астрономии доступно для изучения более миллиарда Г., но практически изучено лишь неск. тысяч наиболее ярких. Г.— осн. структурный элемент более крупных объединений — скоплений и сверхскоплений галактик, определяющих *крупномасштабную структуру Вселенной*.

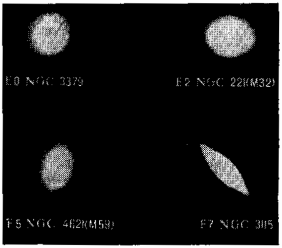


Рис. 1. Типичные эллиптические галактики.

Характерные расстояния между Г. в группах и скоплениях близки к 0,1—0,5 Мпк. Размер ярких Г. в 10—20 раз меньше (напр., диаметр крупной спиральной галактики M31 ≈ 50 кпк). Обнаружены области размером до 100 Мпк, не содержащие ярких Г. В больших масштабах пространственное распределение Г. оказывается более однородным.

По морфологич. признакам Г. делят на 3 осн. типа: эллиптические (E), спиральные (S), неправильные

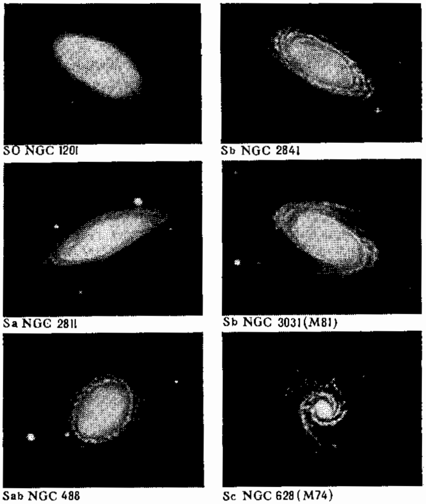


Рис. 2. Типичные спиральные галактики.

(Ir); каждый из типов, в свою очередь, содержит неск. подтипов (рис. 1, 2 и 3).

Эллиптические Г.— наиб. упорядоченные системы звёзд, их светимость L плавно изменяется с расстоянием от центра по закону $L = L_0\left(1+\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{b^2}\right)^{-k}$, где $1 \leqslant k \leqslant 2{,}5$, a и b — большая и малая полуоси галактики, x и y — расстояния от центра вдоль полуосей. В зависимости от соотношения полуосей, характеризующих степень видимого сжатия Г., Е-галактики подразделяются на 8 классов, причём номер класса n связан с полуосями a и b соотношением $n=10\,(a-b)/a$. Не обнаружены Г. с $n>7$, что, вероятно, связано с неустойчивостью чрезмерно сжатых систем. В Е-галактиках не наблюдаются в заметных кол-вах как молодые яркие звёзды, так и межзвёздный газ. Интересно, что видимое сжатие Е-галактик, как правило, связано не с их вращением, а с сильной анизотропией внутр. движений звёзд. Нек-рые из Е-галактик обладают активными ядрами (см. *Ядра галактик*).

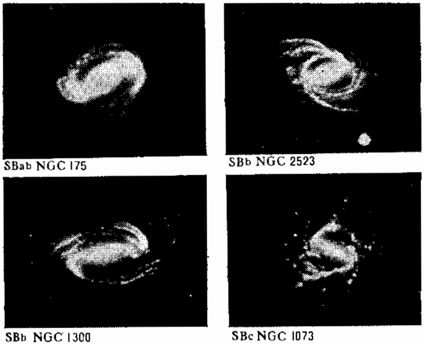


Рис. 3. Пересечённые спиральные галактики.

Спиральные Г. (S-галактики) имеют ярко выраженные спиральные рукава, состоящие из молодых ярких звёзд и газово-пылевых туманностей. В S-галактиках выделяют сферическую и плоскую подсистемы, а также ядро галактики. Яркие молодые звёзды принадлежат к плоской подсистеме и концентрируются к плоскости Г., а в ней — к спиральным рукавам. Однако осн. долю в массу плоской подсистемы вносят не самые молодые и поэтому не самые яркие звёзды. Они не концентрируются к рукавам, и поэтому в S-галактиках масса распределена всегда заметно симметричнее, чем яркость. Примерно у половины S-галактик ядро сильно вытянуто и спиральные рукава начинаются с концов ядра. Такие Г. (пересечённые спиральные, или спиральные с перемычкой — «баром») обозначаются как SB-галактики. Как обычные Г., так и Г. с перемычкой подразделяются на классы в зависимости от размеров ядра и от степени закрученности спирали: Sa, Sb, Sc и SBa, SBb, SBc. При переходе от Sa к Sc уменьшаются и ядро галактики, и степень закрученности спиральных ветвей. В S-галактиках наблюдается сильное дифференц. вращение.

Между Е- и S-галактиками выделяют особый тип линзовидных Г., к-рые по структуре близки к спиральным Г., но содержат очень мало газа (подобно Е-галактикам) и не обладают спиральной структурой.

К неправильным (Ir) Г. относят неск. различных по характеру классов Г. IrI является предельным случаем S-галактик, это — сильно уплощённые системы без ядра и спиральной структуры, обладающие очень несимметричным распределением яркости при сравнительно симметричном распределении вещества. Галактики IrII имеют неправильную клочковатую форму, не содержат звёзд-сверхгигантов и ярких газовых *туманностей*. К неправильным Г. относят также пекулярные (нетипичные) галактики.

Особенно сильно различаются по массе, светимости и размеру Е-галактики. Встречаются гигантские эллиптич. Г. с массами до 10^{12}—10^{13} $M_\odot$ и карликовые Е-галактики с массой $M \sim 10^6$ $M_\odot$. Среди S-галактик разброс по массам не так велик: гигантские S-галактики имеют массу $M \sim 10^{12}$ $M_\odot$, масса карликовых S-галактик $M \sim 10^7$ $M_\odot$. Масса нашей галактики близка к $2 \cdot 10^{11}$ $M_\odot$. Масса Г. оценивается по наблюдениям вращения или дисперсии скоростей звёзд и др. объектов в зависимости от расстояния до центра вращения. Размер видимой в оптич. диапазоне части галактики в зависимости от её массы изменяется от 1—3 кпк (для Г.-карликов) до 40—50 кпк для гигантских Г. Диаметр нашей галактики ок. 30 кпк.

Ср. плотность Г. близка к 10^{-23}—10^{-24} г/см^3, хотя плотность в центр. областях может достигать значений 10^{-20}—10^{-22} г/см^3. Отношение масса-светимость (M/L) зависит от типа Г. Для Е-галактик обычно $M/L \approx (5$—$15)$ $M_\odot/L_\odot$, для S-галактик $M/L \approx (5$—$10)$ $M_\odot/L_\odot$, для Sc- и Ir-галактик $M/L \approx 5$ $M_\odot/L_\odot$.

Масса межзвёздного газа в Е-галактиках пренебрежимо мала, в S-галактиках близка к 3—10%, в Ir-галактиках достигает 20%. Приведённые значения M/L показывают, что осн. масса в галактиках заключена в маломассивных звёздах с $M<M_\odot$. В S- и Ir-галактиках существ. вклад в светимость дают молодые массивные звёзды, не встречающиеся в Е-галактиках. Это

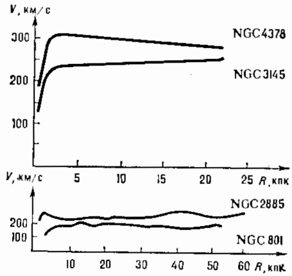


Рис. 4. Кривые вращения галактик (V — линейная скорость вращения на расстоянии R от центра вращения).

объясняет нек-рое уменьшение отношения M/L при переходе от Е- к S- и Ir-галактикам. С этим же связан более голубой цвет S- и Ir-галактик по сравнению с Е-галактиками. Для многих Г. как по оптическим, так и по радионаблюдениям (на волне 21 см) найдены кривые вращения (рис. 4). Полученные данные позволяют найти зависимость массы галактики от расстояния до её центра (рис. 5). Определение скоростей вращения далёких периферич. областей Г. показало, что у многих Г. могут существовать весьма массивные, слабо светящиеся короны. Наличием этих корон в богатых скоплениях Г. можно объяснить существование *скрытой массы* — расхождения (в 50—100 раз) между суммарной массой отдельных Г., определённой без учёта массы их невидимых корон, и массой скопления, определяемой по дисперсии скоростей отдельных Г. (в предположении

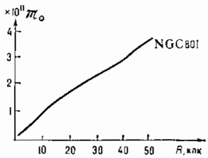


Рис. 5. Зависимость массы от радиуса, рассчитанная для галактики NGC 801 по кривой вращения.

стационарности скопления). Если галактич. короны состоят из звёзд низкой светимости, то различие между E- и S-галактиками сильно сглаживается. Обсуждается возможность связать существование корон и скрытой массы с присутствием в Г. большого числа слабовзаимодействующих элементарных частиц, обладающих малой, но не равной нулю массой (кандидатами могут быть *нейтрино* и др. частицы).

Важной составляющей S- и Ir-галактик, во многом определяющей их наблюдаемые свойства, является *межзвёздная среда* — межзвёздные газ и пыль, галактическое магнитное поле и *космические лучи*. Газ, сосредоточенный в сравнительно тонком слое в экваториальной плоскости Г., находится в одном из трёх состояний (фаз): 1) нагретый взрывами *сверхновых звёзд* до $T\sim10^6$ К разреженный ионизованный газ с концентрацией частиц $n\sim10^{-2}$—10^{-3} см$^{-3}$; 2) остывший нейтральный газ с $T\sim10^4$К и $n\sim1$—$0{,}1$ см$^{-3}$; 3) холодный газ в облаках (часто в смеси с пылью) с $T\sim10^2$К и $n\sim100$ см$^{-3}$. В холодных газово-пылевых комплексах наблюдается активное образование молодых звёзд. Космич. лучи, рождающиеся гл. обр. при взрывах сверхновых звёзд, играют важную роль в тепловом балансе межзвёздного газа. Их движение в Г. ограничено магнитным полем Галактики.

Согласно наиб. популярной схеме образования Г., они возникают в результате медленного сжатия протогалактич. газового облака, дробящегося затем из-за *гравитационной неустойчивости* на отд. системы протозвёзд. В последующих процессах *звездообразования* и *эволюции звёзд* Г. обогащаются образующимися в звёздах тяжёлыми элементами. В этой схеме часто предполагают бурное звездообразование на ранних фазах эволюции Г. Всё шире обсуждается иная модель, согласно к-рой большие Г. образуются при слиянии газово-звёздных комплексов типа карликовых Г. В этой схеме первые звёзды образуются в карликовых Г. и гигантские Г. никогда не проходят выраженной фазы протогалактики и молодой галактики. В такой модели естественно объясняются сильная сплюснутость (при малом вращении) S-галактик и высокое содержание тяжёлых элементов в газе, находящемся в скоплениях Г. Эти модели хорошо согласуются с развитыми эволюционными схемами образования структуры Вселенной. Первые по времени возникновения звёзды распределены в сферич. составляющей Г. Эти звёзды маломассивны и бедны тяжёлыми элементами. Газ, обогащённый тяжёлыми элементами и частично прошедший через массивные звёзды первого поколения, оседает под действием тяготения к плоскости S-галактик и образует плоскую подсистему, в к-рой звездообразование продолжается. В E-галактиках из-за слабого вращения газ быстрее оседал к центру Г. и превратился в звёзды центральной области Г.

Светимость типичных галактик

Тип галактики	Светимость (эрг/с) в диапазоне			
	радио-	инфракрасном	оптическом	рентгеновском
Нормальная спиральная галактика	$5\cdot10^{38}$	$3\cdot10^{42}$	$4\cdot10^{43}$	$3\cdot10^{39}$
Радиогалактика	10^{42}—10^{45}	$2\cdot10^{42}$	10^{44}	$3\cdot10^{41}$
Квазар (3C 273)	10^{44}—10^{46}	$4\cdot10^{47}$	10^{46}—10^{47}	10^{46}

Г. обладают заметной светимостью в радиодиапазоне. Это прежде всего радиоизлучение нейтрального водорода в линии 21 см, затем тепловое излучение ионизов. газа, а также нетепловое (синхротронное) излучение остатков сверхновых звёзд и центр. областей нек-рых Г. (с активными ядрами). Радиоизлучение нормальных Г. заметно слабее оптического. К мощным источникам радиоизлучения относятся *радиогалактики*. Их излучение — нетепловое, часто — синхротронное. Многие радиогалактики отождествлены с гигантскими E-галактиками. Ещё более мощными радиоисточниками являются *квазары* (по-видимому, активные ядра удалённых Г.), обладающие громадной светимостью и в остальных спектральных диапазонах (табл.). Для радиогалактик ср. абс. звёздная величина близка к — 22^m, для квазаров к — $24{,}7^m$, для нормальных Г. к — 20^m. Т. о., радиогалактики в ср. в 6 раз, а квазары в 80 раз ярче нормальных Г. Развитие заатмосферных исследований позволило получить интересные данные о светимости Г. в рентгеновском и гамма-диапазонах. В нормальных Г. источниками рентг. излучения являются *остатки вспышек сверхновых* звёзд и горячий газ в областях, нагретых при взрывах сверхновых. В гигантских Г., находящихся в богатых скоплениях Г., рентг. излучение образуется также в коронах. Это излучение часто маскируется рентг. излучением горячего межгалактич. газа, заполняющего скопления. Вероятно, важную роль в эволюции Г. имеют их ядра — массивные, компактные, быстро вращающиеся газово-звёздные комплексы. Для активных ядер Г. характерны нетепловое излучение в широком диапазоне (от радио- до рентгеновского), сильные широкие эмиссионные линии, выбросы газа и струй релятивистских частиц. Активность ядер Г. часто связывают с влиянием массивной *чёрной дыры*, возможно, расположенной в центре галактики.

Лит.: Воронцов-Вельяминов Б. А., Внегалактическая астрономия, 2 изд., М., 1978; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976; Звезды и звездные системы, М., 1981; Тейлер Р. Д., Галактики. Строение и эволюция, пер. с англ., М., 1981.
А. Г. Дорошкевич.

ГАЛАКТИЧЕСКИЙ ЦЕНТР — область радиусом $R\approx1$ кпк в центре нашей *Галактики* с резко отличными от остальных частей характеристиками. На звёздном небе Г. ц. находится в созвездии Стрельца. Расстояние от Земли до Г. ц. ≈10 кпк. Наличие в галактич. плоскости большого кол-ва *межзвёздной пыли* препятствует оптич. наблюдениям Г. ц. (свет, идущий от Г. ц., испытывает ослабление на 30 звёздных величин, т. е. в 10^{12} раз). Поэтому все данные о структуре и физ. свойствах центральной «однокилопарсековой» области Галактики получены в результате исследований эл.-магн. излучения Г. ц. в радио-, ИК-, рентг. и гамма-диапазоне.

Важнейшая деталь Г. ц.— звёздное скопление, имеющее форму эллипсоида вращения и обладающее резко растущей концентрацией звёзд к центру. Большая ось эллипсоида лежит в галактич. плоскости, малая — расположена вдоль оси вращения Галактики. Отношение полуосей эллипсоида $\approx0{,}4$. Звёзды на расстоянии 1 кпк от центра Галактики движутся вокруг него со скоростью ≈270 км/с (период обращения 24 млн. лет), что позволяет оценить массу центр. скопления в 10^{10} $M_\odot$. Звёздная плотность ρ растёт к центру скопления пропорционально $R^{-1,8}$. На расстоянии 1 кпк она составляет неск. солнечных масс $M_\odot$ в 1 пк^3, в центре $\rho\gtrsim3\cdot10^7$ $M_\odot$/пк^3 (вблизи Солнца $\rho\approx0{,}07$ $M_\odot$/пк^3). От центрального звёздного скопления (звёздного балджа) отходят два спиральных газовых рукава, простирающихся на расстояние до 3—4,5 кпк. Газовые рукава участвуют во вращении вокруг Г. ц. и одновременно удаляются от него (радиальная скорость ближайшего рукава ≈50 км/с). Кинетич. энергия этого расширения $\sim10^{55}$ эрг. В пределах балджа расположен газовый диск ($R\approx700$ пк), состоящий преимущественно из молекулярного водорода и имеющий массу $\sim10^8$ $M_\odot$. Внутри него проходит граница центр. области звездообразования. Ещё ближе к центру обнаружено вращающееся и расширяющееся кольцо из молекулярного водорода массой $\sim10^5M_\odot$ и радиусом $R\approx150$ пк (скорость вращения ≈50 км/с, скорость расширения ≈140 км/с). Ось вращения кольца наклонена к оси вращения Галактики на 10°. Кинетич. энергия расширения также $\sim10^{55}$ эрг. По-видимому, радиальные движения в Г. ц. являются результатом взрыва в ядре Галактики, произошедшего ок. 12 млн.

лет назад. Газ распределён в кольце крайне неоднородно. В его состав входят гигантские газопылевые облака, крупнейшим из к-рых является комплекс облаков SgrB2 на расстоянии 120 пк от центра. Его диам. 30 пк, масса $3\cdot10^6 M_\odot$. Этот комплекс — самая крупная область *звездообразования* в Галактике. Объект SgrB2 имеет

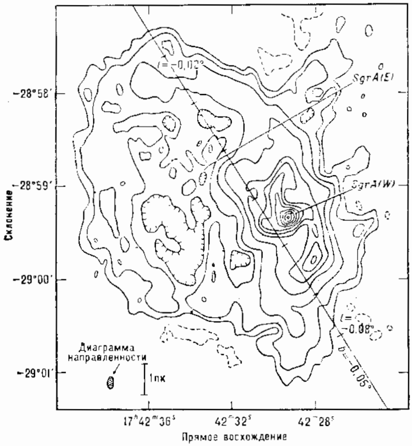


Рис. 1. Карта центра Галактики, отражающая распределение интенсивности радиоизлучения на волне 6 см (получена при помощи системы апертурного синтеза VLA, США). Угловое разрешение 5″×8″, *b* и *l* — галактические координаты.

сложную структуру, содержащую зоны молекулярного, атомарного и ионизованного водорода. Здесь обнаружены все виды молекулярных соединений, встречающихся в межзвёздной среде. Внутри молекулярного кольца находится центральное пылевое облако ($R\approx15$ пк) с почти однородной плотностью $\sim10^{-22}$ г/см^3. В пределах этого облака наблюдались вспышки излучения в радио- и рентгеновских диапазонах, природа к-рых пока не установлена.

На рис. 1 показано радиоизображение области вблизи центра Галактики. Здесь наблюдаются два радиоисточника: SgrA(W) и SgrA(E) — Стрелец А (западный) и Стрелец А (восточный). Западный сверхкомпактный источник совпадает с динамич. центром Галактики, восточный – протяжённый, находится, по-видимому, за центром. Источник SgrA(E) является остатком вспышки сверхновой, т. к. имеет оболочечную структуру, и спектр его излучения синхротронный. Западный источник окружён газопылевым кольцом радиусом 2 пк, темп-ра пыли 120 К, скорость вращения ≈80 км/с. Внутри объёма с $R\approx1{,}5$ пк пыли нет и весь газ ионизован. Излучение пыли в кольце позволяет определить мощность L оптич. излучения центр. источника, нагревающего пыль: $L\approx(1\div3)\cdot10^7L_\odot$. Эта величина близка к мощности, необходимой для ионизации облаков газа в области с $R\approx1$ пк. По состоянию ионизации газа темп-ра этого излучения ≈30000 К. Область с $R\approx1{,}5$ пк содержит массу $\approx5\cdot10^6 M_\odot$. В ней наблюдаются плазменные облака ($M\approx60M_\odot$), образующие спиральную структуру или кольцо, плазменная перемычка (бар) и компактный источник нетеплового излучения SgrA* (рис. 2), смещённый относительно центра бара на 0,15 пк. Радиус SgrA* $\sim10^{-4}$ пк, *яркостная температура* $\sim10^{10}$ К. Спектр его радиоизлучения почти плоский, интенсивность излучения слегка растёт к коротким волнам, излучение имеет, по-видимому, синхротронную природу. Временами наблюдается быстрая переменность потока радиоизлучения. Др. подобных источников в Галактике нет, но он похож по характеру спектра на

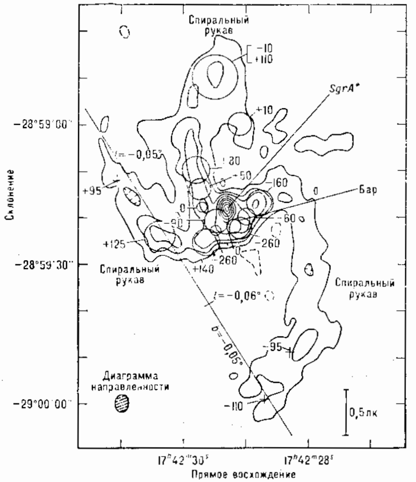
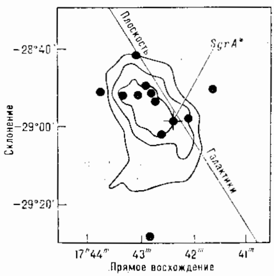


Рис. 2. Распределение интенсивности радиоизлучения от центра Галактики на волне 2 см. Угловое разрешение 2″×3″. Цифры указывают значение лучевой скорости в км/с, *b* и *l* — галактические координаты. Бар — перемычка, от которой отходят спиральные рукава.

ядра др. галактик (напр., M81, M104), излучающих в радиодиапазоне.

Г. ц. является источником непрерывного рентг. излучения с энергией фотонов ε от неск. кэВ до 1 МэВ (рис. 3); наблюдается также спектральная линия с $\varepsilon=511$

Рис. 3. Схема расположения уникального скопления рентгеновских источников в центре Галактики (по данным космической обсерватории имени А. Эйнштейна, США, 1978—81).



кэВ, обусловленная *аннигиляцией* электрон-позитронных пар. Интенсивности линии и непрерывного спектра сильно и нерегулярно меняются со временем.

Эволюционно ядра галактик рассматриваются как центры конденсаций галактик и первонач. звездообразования. Там должны быть сконцентрированы самые старые звёзды. На последующих этапах эволюции ядра галактик захватывают отд. звёзды шаровые звёздные скопления и газопылевые облака, чьи орбиты проходят около ядра. Огромные скопления газа и пыли в ядре приводят к бурному развитию там процессов звездообразования на протяжении всей эволюции. В самых центр. областях ядра возможно существование сверхмассивной *чёрной дыры* массой $\sim 10^6\ M_\odot$ или сверхкомпактного звёздного скопления той же массы. Звёзды около чёрной дыры под действием приливных сил должны разрываться и образовывать сильно излучающую газовую оболочку, постепенно поглощаемую дырой. Наконец, в окружающем чёрную дыру газе должны происходить процессы ускорения частиц до релятивистских энергий. Однако, хотя в области «центрального парсека» и наблюдается необычный источник синхротронного радиоизлучения, а также излучения в рентг. и гамма-диапазонах, существование чёрной дыры в Г. ц. пока не считается доказанным. Альтернативная модель связывает процессы в Г. ц. с аномально сильным звездообразованием и как результат — высокой частотой вспышек *сверхновых звёзд* и образованием *нейтронных звёзд* (пульсаров).

Лит.: The Galactic Center, ed. by G. R. Riegler, R. D. Blandford, N. Y., 1982. *Н. С. Кардашев.*

ГАЛИЛЕЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ в классич. механике Ньютона — преобразования координат и времени при переходе от одной *инерциальной системы отсчёта* к другой. См. *Галилея принцип относительности.*

ГАЛИЛЕЯ ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ — требование независимости законов классич. (нерелятивистской) механики от выбора *инерциальной системы отсчёта* (ИСО), понимаемое как инвариантность ур-ний механики относительно преобразований Галилея, т. е. преобразований координат $\boldsymbol{r}$ и времени t движущейся материальной точки при переходе от одной ИСО к другой:

$$\boldsymbol{r} \longrightarrow \boldsymbol{r}' = \boldsymbol{r} + \boldsymbol{V}t;\ \ t \longrightarrow t' = t. \qquad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{V}$ — относит. (пост.) скорость двух ИСО; штрихованные и нештрихованные величины относятся к разным ИСО. Под ИСО при этом понимается система отсчёта, в к-рой выполняется первый закон Ньютона. Г. п. о. содержит в себе представление об абс. времени и абс. пространстве: согласно (1), время не изменяется при переходе от одной ИСО к другой и подразумевается априорная возможность выбора глобальной ИСО независимо от существования и движения материальных тел. Из ур-ний (1) вытекает классич. закон сложения скоростей как векторов в трёхмерном евклидовом пространстве.

Система ур-ний ньютоновой механики для совокупности N материальных точек, взаимодействующих посредством потенц. сил,

$$m_i \boldsymbol{a}_i = -\operatorname{grad} \sum_{j=1,\ j\neq i}^{N} U_{ij}(\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j) \qquad (2)$$

(где $U_{ij}(\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j)$ — потенц. энергия взаимодействия частиц с массами m_i, m_j; $\boldsymbol{a}_i$ — ускорение частицы i), очевидно, инвариантна относительно преобразований (1). Справедливо и обратное утверждение: требование инвариантности относительно преобразований Галилея в сочетании с предположением об однородности и изотропии пространства приводит к уравнениям ньютоновой механики.

С Г. п. о. тесно связано представление о мгновенном характере взаимодействия в нерелятивистской механике. Согласно (2), силы, действующие на каждую из частиц со стороны остальных частиц в данный момент времени, зависят от положения этих частиц в тот же момент времени. Изменение положения одной из частиц мгновенно сказывается на ускорениях всех остальных частиц.

Концепция относительности, лежащая в основе Г. п. о., оказалась более глубокой, чем её конкретная реализация в виде преобразований (1), и сыграла важную эвристич. роль в развитии физ. теорий. Во 2-й пол. 19 в. стало ясно, что законы электродинамики, выражаемые *Максвелла уравнениями*, не инвариантны относительно преобразований Галилея. Так, для скалярного потенциала $\varphi(x, y, z)$ свободного эл.-магн. поля из ур-ний Максвелла можно получить ур-ние Д'Аламбера:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\varphi(x,\ y,\ z,\ t) = 0, \qquad (3)$$

где $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ — оператор Лапласа. Это ур-ние не сохраняет своего вида при преобразованиях (1), поскольку производная $\partial\varphi/\partial t$ переходит в $\partial\varphi/dt + \boldsymbol{V}\operatorname{grad}\varphi$. Возникла альтернатива: либо существует нек-рая привилегированная ИСО (гипотеза *эфира*), либо преобразования Галилея неправильно описывают переход от одной ИСО к другой. Эксперим. попытки обнаружения эфира не дали положит. результата. С др. стороны, преобразования, оставляющие инвариантными ур-ния Максвелла и, следовательно, ур-ние (3), представляют собой *Лоренца преобразования*, к-рые при $V \ll c$ переходят в преобразования Галилея. Распространение идеи относительности на немеханич. явления привело к созданию спец. теории относительности. При этом требование инвариантности ур-ний механики относительно преобразований Галилея было заменено требованием инвариантности по отношению к преобразованиям Лоренца, что потребовало изменения самих ур-ний механики (см. *Относительности теория*). Качественным отличием преобразований Лоренца от преобразований (1) является изменение хода времени при переходе к другой ИСО. Представление об абсолютности времени, т. о., оказывается приближённым, справедливым лишь при рассмотрении систем отсчёта, движущихся относительно друг друга со скоростями $V \ll c$. Скорость распространения взаимодействий оказывается конечной и равной скорости света. Концепция абс. пространства также оказалась несостоятельной.

Распространение А. Эйнштейном принципа относительности на явления гравитации показало, что истинная геометрия пространства-времени определяется распределением и движением находящейся в нём материи (см. *Тяготение*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 3 изд., М., 1973. *Д. В. Гальцов.*

ГАЛЛИЙ (от Gallia — Галлия, лат. назв. Франции; лат. Gallium), Ga, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 31, ат. масса 69,723. Природный Ga состоит из двух стабильных изотопов ^{69}Ga (60,1%) и ^{71}Ga (39,9 %). Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2p^1$. Энергии последоват. ионизаций атома Г. соответственно равны 5,998; 20,514; 30,71 эВ. Металлич. радиус 0,139 нм, радиус иона Ga^{3+} 0,061 нм. Значение электроотрицательности 1,82.

В свободном виде Г. — серебристо-белый металл, кристаллич. решётка α-Ga ромбическая с параметрами a=0,45258 нм, b=0,45186 нм, c=0,76570 нм, в узлах к-рой находятся двухатомные молекулы Г. Известны и др. модификации Ga. $t_{пл}$=29,76°C, $t_{кип}$=2205°C. Плотность твёрдого Г. 5,9037 кг/дм³ (29,6°C), жидкого Г. — 6,0947 кг/дм³. Теплота плавления 80,177 кДж/кг, теплота испарения 4245 кДж/кг. Коэф. линейного расширения твёрдого Г. $2\cdot10^{-5}$. Уд. теплоёмкость твёрдого Г. 363,91 Дж/кг·К (при 298 К), жидкого — 399,04 Дж/кг·К (при 320 К). Удельное сопротивление 0,4015 мкОм·м (0°C). Вязкость 0,1612 Н·с/м² (98°C). Ниже 1,0845 К переходит в сверхпроводящее состояние. В хим. соединениях проявляет степень окисления +3, по хим. свойствам — близкий аналог Al.

Г. применяют для изготовления высокотемпературных термометров (для измерения темп-р 900—1600 °C), манометров, в диффузионных насосах, производстве зеркал с высокой отражат. способностью. Сплавы Г. с нек-рыми др. металлами с $t_{пл}$ ниже 60°C используют в противопожарных устройствах. Соединения Г. с элементами V группы периодич. системы (GaP, GaAs, GaSb и нек-рые др.) являются полупроводниками и применяются в высокотемпературных выпрямителях, транзисторах, солнечных батареях, а также в приёмниках ИК-излучения. В качестве радиоакт. индикаторов используются β^--радиоактивный ^{72}Ga ($T_{1/2}=14,1$ ч) и ^{67}Ga (электронный захват, $T_{1/2}=78,26$ ч).

С. С. Бердоносов.

ГАЛОГЕ́НЫ (от греч. háls, род. падеж halós — соль и -genḗs — рождающий, рождённый) — хим. элементы гл. подгруппы VII группы периодич. системы элементов (F, Cl, Br, I и At). Все Г. (кроме At) имеют стабильные изотопы. Конфигурация внеш. электронных оболочек атомов Г. s^2p^5. Все Г.— типичные неметаллы, в свободном виде состоят из двухатомных молекул, сравнительно легко диссоциирующих на атомы. При обычных условиях F и Cl — газы, Br — жидкость, I и, по всей видимости, At (полученный только в микроколичествах) — твёрдые вещества. Хим. активность Г. велика, при взаимодействии их с металлами образуются соли (галогениды, напр. NaCl).

С. С. Бердоносов.

ГАЛЬВАНОМАГНИ́ТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ — совокупность явлений, связанных с действием магн. поля $\boldsymbol{H}$ на электрич. свойства проводников (металлов, полупроводников, полуметаллов), по к-рым протекает электрич. ток (плотностью $\boldsymbol{j}$). Различают нечётные Г. я., характеристики к-рых меняют знак при изменении направления $\boldsymbol{H}$ на обратное, и чётные (не меняют знак), а также продольные ($\boldsymbol{j} \parallel \boldsymbol{H}$) и поперечные ($\boldsymbol{j} \perp \boldsymbol{H}$). Наиб. важные Г. я. из нечётных — *Холла эффект* — возникновение разности потенциалов в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{j}$; из чётных — изменение уд. сопротивления ρ при $\boldsymbol{H} \perp \boldsymbol{j}$ (поперечное *магнетосопротивление*). При сравнительно небольших плотностях тока, когда справедлив закон Ома, т. е. между напряжённостью электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{j}$ есть линейная связь (в общем случае анизотропная),

$$E_i = \sum_k \rho_{ik} j_k \quad (i,\ k = x,\ y,\ z), \tag{1}$$

Г. я. определяются зависимостью от $\boldsymbol{H}$ компонент тензора уд. сопротивлений ρ_{ik}.

Феноменологическое рассмотрение. Влияние магн. поля приводит к изменению джоулева тепла Q, выделяющегося в кристалле, и к появлению добавочного, отсутствующего при $\boldsymbol{H}=0$ электрич. поля (поля Холла) $\boldsymbol{E}_H$. Величины Q и $\boldsymbol{E}_H$ определяются соответственно симметричной и антисимметричной частями тензора $\rho_{ik}(\boldsymbol{H})$:

$$Q = S_{ik} j_i j_k, \quad S_{ik} = \frac{1}{2}\left[\rho_{ik}(\boldsymbol{H}) + \rho_{ki}(\boldsymbol{H})\right];$$
$$\boldsymbol{E}_H = [\boldsymbol{j}\boldsymbol{a}], \quad a_x = a_{yz}, \quad a_y = a_{zx}, \quad a_z = a_{xy}; \tag{2}$$
$$a_{ik} = \frac{1}{2}\left[\rho_{ik}(\boldsymbol{H}) - \rho_{ki}(\boldsymbol{H})\right].$$

Разность $S_{ik} - \overset{0}{\rho}_{ik}$, где $\overset{0}{\rho}_{ki} = \rho_{ik}$ при $H=0$, наз. тензором магнетосопротивлений, а скалярная величина $j_i(S_{ik} - \overset{0}{\rho}_{ik}) j_k/j^2$ — магнетосопротивлением, причём в качестве характеристики изменения сопротивления в магн. поле принимают отношение

$$\Delta\rho/\rho^0 \equiv j_i\left(S_{ik} - \overset{0}{\rho}_{ik}\right) j_k / j_i \overset{0}{\rho}_{ki} j_k. \tag{3}$$

Оно зависит от величины и направления $\boldsymbol{H}$, а также от направления $\boldsymbol{j}$. Согласно принципу симметрии, кинетич. коэф. Онсагера (см. *Онсагера теорема*) $\rho_{ik}(\boldsymbol{H}) = \rho_{ki}(-\boldsymbol{H})$, из-за чего компоненты тензора S_{ik} — чётные ф-ции $\boldsymbol{H}$, а компоненты вектора $\boldsymbol{a}$ — нечётные, т. е. тензор $S_{ik}(\boldsymbol{H})$ описывает чётные Г. я., а вектор $\boldsymbol{a}$ — нечётные.

Природа Г. я. Слабые и сильные поля. Зависимость $\rho_{ik}(\boldsymbol{H})$ обусловлена влиянием магн. поля на траектории носителей заряда (для определённости электронов). При $H=0$ электрон между столкновениями с *фононами* или *дефектами* кристаллич. решётки движется прямолинейно, при $H \neq 0$ его путь искривляется. Грубой оценкой кривизны траектории может служить Ларморовский радиус $r_L = pc/eH$, где p — импульс, e — заряд электрона. При этом мерой влияния $\boldsymbol{H}$ должно служить отношение длины свободного пробега l электрона к r_L, а $\Delta\rho/\rho$ должно быть ф-цией $l/r_L = H/H_0$. Величина $H_0 = cp/el$, при к-рой $r_L = l$, разделяет все магн. поля на слабые ($H \ll H_0$) и сильные ($H \gg H_0$). Для полупроводников принято выражать H_0 через *подвижность носителей* заряда $\mu = \tau e/m^*$ ($\tau = l/v$ — транспортное время свободного пробега, v — скорость электрона, $m^* = p/v$ — его *эффективная масса*): $H_0 = c/m^*$.

Величина H_0 зависит от темп-ры T: с понижением T l и μ возрастают, а H_0 уменьшается. Если при $T \sim 300$ К для разл. металлов и хорошо проводящих полупроводников $H_0 \sim 10^5 - 10^7$ Э (для Bi $H_0 \sim 10^4$ Э), а для плохо проводящих полупроводников $H_0 \sim 10^8 - 10^9$ Э, то при низких темп-рах ограничение для H_0, как правило, накладывает чистота образца. Для предельно чистых образцов (Bi, W, Sn) при $T \sim 4$ К $H_0 \sim 10^2$ Э. Уменьшение H_0 с темп-рой позволяет, используя обычные поля $\sim 10^4 - 10^5$ Э, осуществить условия, соответствующие сильному полю.

Квантующие поля. Если в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, электрон совершает периодическое (финитное) движение, то его энергия квантуется, причём расстояние между уровнями энергии равно $\hbar\omega_c$, где $\omega_c = eH/m^*c$ — *циклотронная частота*. Квантование движения электронов проявляется в Г. я. только в том случае, если $\hbar\omega_c \gtrsim kT$ (см. *Ландау уровни*). Магнитные поля, удовлетворяющие условию $H > H_{\text{кв}} = \frac{m^* c}{e\hbar} kT$, наз. квантующими. Обычно при $T \sim 300$ К $T > \hbar/\tau$ и $H_{\text{кв}} > H_0$.

В полупроводниках и полуметаллах концентрация носителей мала, и при низких темп-рах удаётся реализовать случай, когда заполнен лишь один магн. уровень (т. н. квантовый предел: $\hbar\omega_c > \mathcal{E}_F$, где $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми вырожденного проводника при $H=0$).

Слабые поля. В слабых магн. полях ($H \ll H_0$) можно воспользоваться разложением S_{ik} и a_i по степеням H_i/H_0. Учитывая чётность S_{ik} и нечётность a_i, имеем:

$$S_{ik} = \rho_{ik}^{(0)} + \beta_{iklm} H_l H_m / H_0^2;$$
$$a_i = b_{ik} H_k / H_0, \quad i,\ k,\ l,\ m = x,\ y,\ z. \tag{4}$$

Здесь β_{iklm} — тензор 4-го ранга, симметричный как по индексам i и k, так и по l и m ($\beta_{iklm} = \beta_{kilm} = \beta_{ikml}$) (принцип Онсагера не требует симметрии тензора b_{ik}). Порядок величины компонент тензоров β_{iklm} и b_{ik} определяется значением уд. сопротивления ρ^0 при $H=0$ (β_{iklm}, $b_{ik} \sim \rho^0$). Т.о., при $H \ll H_0$ магнетосопротивление (а значит, и Q) квадратично зависит от H, а поле Холла E_H — линейно. Численные значения компонент β_{iklm} и b_{ik} определяются параметрами рассеяния электронов и могут быть вычислены только с использованием конкретных предположений о *рассеянии носителей заряда* в твёрдом теле. Однако число независимых компонент этих тензоров (анизотропия Г.я. в слабых полях) не зависит от механизмов рассеяния, а только от *симметрии кристалла*.

Для изотропных проводников (поликристаллов) тензор уд. сопротивлений изотропен: $\overset{0}{\rho}_{ik} = \rho^0\delta_{ik}$ (δ_{ik} — символ Кронекера),

$$\beta_{iklm} = \beta_1\delta_{ik}\delta_{lm} + \beta_2\delta_{il}\delta_{km}; \quad b_{ik} = b\delta_{ik}. \tag{5}$$

При $\boldsymbol{H} \perp \boldsymbol{j}$:

$$\boldsymbol{E}_H = R\,[\boldsymbol{H}\boldsymbol{j}], \quad \Delta\rho_\perp/\rho^0 = \lambda_\perp (H/H_0)^2,$$
$$\lambda_\perp = \frac{\beta_1}{\rho^0} \sim 1, \quad R = -\frac{b}{H_0} \sim \frac{1}{Nec}. \tag{5a}$$

При $\boldsymbol{H} \parallel \boldsymbol{j}$ эффект Холла отсутствует, а

$$\frac{\Delta\rho_\parallel}{\rho^0} = \lambda_\parallel \left(\frac{H}{H_0}\right)^2, \quad \lambda_\parallel = \frac{\beta_1 + \beta_2}{\rho^0} \sim 1. \tag{6}$$

Величина R носит назв. коэф. Холла, для её оценки использована *Друде формула*: $\sigma = Ne^2l/p$, где N — концентрация электронов, $\rho^0 = 1/\sigma$ (дальше просто ρ). При $T \approx 300$ К обычно $H \ll H_0$ и можно пользоваться ф-лами (5) и (6). Исключение составляет Bi, у к-рого при $H \approx 3 \cdot 10^4$ Э $\Delta\rho/\rho$ велико (~ 2). Это даёт возможность использовать Bi для измерения магн. полей.

Правило Колера. Анализ эксперим. зависимости $\Delta\rho/\rho$ металлов от H у разл. проводников разной степени чистоты при разл. T привёл к обнаружению правила Колера, согласно к-рому $\Delta\rho/\rho$ металла — ф-ция $H_{эф} = H\rho(\Theta_D)/\rho(T)$, где $\rho(\Theta_D)$ — сопротивление (при $H = 0$) данного металла при *Дебая температуре* Θ_D, $\rho(T)$ — сопротивление (при $H = 0$) определ. образца при темп-ре T. Величина $\rho(\Theta_D)$ практически не изменяется при переходе от образца к образцу данного металла, т. к. определяется рассеянием электронов на фононах; $\rho(T)$ при $T \ll \Theta_D$ существенно зависит от состояния образца — от его чистоты, наличия или отсутствия дефектов, в т. ч. дислокаций (рис. 1).

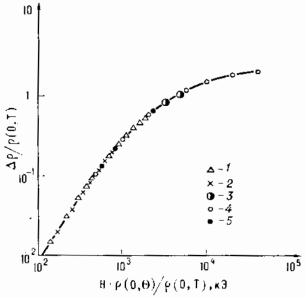


Рис. 1. Магнетосопротивление поликристаллического In в поперечном магнитном поле для трёх образцов при различной температуре: 1) $T = 14$ К, $\rho(T)/\rho(273) = 0{,}24$; 2) $T = 14$ К, $\rho(T)/\rho(273) = 0{,}0086$; 3) $T = 4.2$ К, $\rho(T)/\rho(273) = 0{,}0012$; 4) $T = 4{,}2$ К, $\rho(T)/\rho(273) = 0{,}00007$; 5) $T = 2$ К, $\rho(T)/\rho(273) = 0{,}00003$ ($\Theta_D = 120$ К).

Правило Колера, сформулированное для поликристаллич. образцов металлов, подтверждает представление о том, что Г. я. обусловлены искривлением траектории электронов в магн. поле, т. к. $H_{эф}$ отличается от H/H_0 постоянным для данного металла множителем $Nec\ \rho(\Theta_D)$.

Сильные магнитные поля. Металлы. Исследования при низких темп-рах монокристаллич. образцов металлов в 1940—50-е гг. [Е. Юсти (E. Justi), Е. С. Боровик, Н. Е. Алексеевский, Ю. П. Гайдуков], позволившие осуществить условие $H \gg H_0$, обнаружили разнообразные зависимости $\Delta\rho/\rho$ от величины и направления $\boldsymbol{H}$ у разл. металлов. При $H \gg H_0$ Г. я. зависят от электронной энергетич. структуры металлов, в частности от формы *ферми-поверхности* (напр., открытая или замкнутая; рис. 2).

Вырождение электронного газа выделяет среди всех электронов металла электроны с энергией, равной энергии Ферми, т. е. расположенные в пространстве квазиимпульсов на поверхности Ферми. Т. к. при движении в магн. поле сохраняются энергия электрона и проекция его *квазиимпульса* на $\boldsymbol{H}$, то под действием силы Лоренца электроны движутся по поверхности Ферми. Траектория электрона на поверхности Ферми — кривая, расположенная на плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$. В зависимости от топологии поверхности Ферми траектория может быть замкнутой, а может уходить в бесконечность (рис. 3). Траектория электрона в реальном пространстве (в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$) подобна его траектории на поверхности Ферми. Поэтому зависимость поперечных (относительно $\boldsymbol{H}$) компонент тензора $\rho_{ik}(\boldsymbol{H})$ определяется топологией поверхности Ферми. Эта зависимость, естественно, проявляется тем чётче, чем больше H отличается от H_0, т. е. чем больше времени до столкновения электрон движется по определ. траектории (при $H \ll H_0$ он вовсе не успевает «выписать» траекторию и его движение меж-

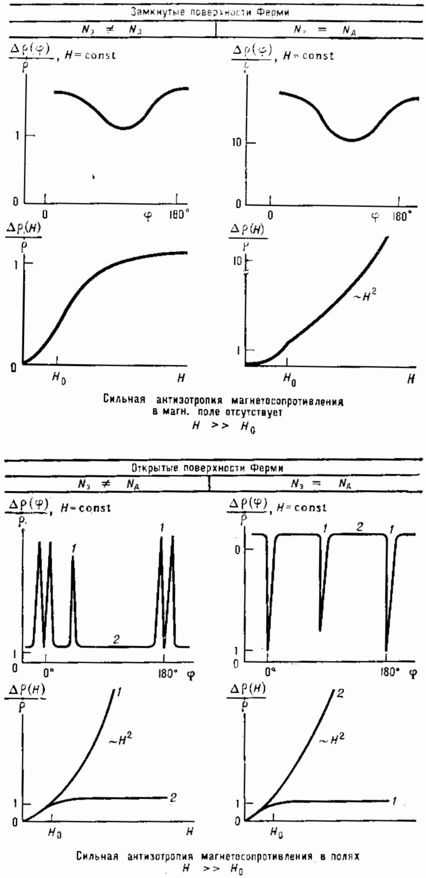


Рис. 2. Схематическое изображение зависимости поперечного магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ от величины и направления магнитного поля $\boldsymbol{H}$ для металлов с разной геометрией поверхности Ферми: φ — угол, задающий направление $\boldsymbol{H}$ относительно кристаллографич. осей; *1* — направления, для к-рых существуют открытые траектории электронов; *2* — направления, где все траектории — замкнутые линии. $N_э$ — концентрация электронов проводимости, $N_д$ — дырок.

ду столкновениями можно считать прямолинейным). Если поверхность Ферми замкнута, то траектории всех электронов тоже замкнуты. При $H \gg H_0$ перемещение электронов в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, осуществляется за счёт столкновений, в результате которых электрон «перепрыгивает» с орбиты на орбиту; его поперечная проводимость при этом $\sigma_\perp \sim \sigma_0(r_L/l)^2 \sim \sigma_0(H_0/H)^2 \ll \sigma_0$. Если поверхность Ферми открытая, то характер траектории зависит от направления $\boldsymbol{H}$; есть направления, при к-рых траектория открыта, а перемещение электрона вдоль них, как и при $H=0$, ограничено длиной свободного пробега (проводимость в этом направлении $\sigma \sim \sigma^0$). Это — причина резкой анизотропии сопротивления у металлов с открытыми поверхностями Ферми.

Рис. 3. Примеры траекторий электронов в пространстве квазиимпульсов: *а* — на замкнутой поверхности Ферми траектории при любом направлении H замкнуты; *б* — на открытой поверхности Ферми при одних направлениях $\boldsymbol{H}$ они замкнуты, при других — открыты.

Различие в поведении скомпенсированных (концентрации электронов проводимости $N_э$ и *дырок* $N_д$ равны) и нескомпенсированных ($N_э \neq N_д$) металлов объясняется разл. ролью холловских компонент тензора проводимости σ_{ik}. Рассмотрим для примера модельный (воображаемый) металл с двумя группами носителей: электроны и дырки заполняют сферич. поверхности Ферми. Связь между $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{j}$ задаётся в этой модели уравнениями:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{j}_э &= \sigma_э\left(\boldsymbol{E} - \frac{1}{N_э ec}[\boldsymbol{j}_э\boldsymbol{H}]\right), \\ \boldsymbol{j}_д &= \sigma_д\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{N_д ec}[\boldsymbol{j}_д\boldsymbol{H}]\right), \end{aligned} \qquad (7)$$

где $\sigma_{э(д)} = N_{э(д)}e^2\tau_{э(д)}/m^*_{э(д)}$ ($e>0$, $m^*_{э(д)}>0$; знак эффективной массы дырки учтён в ур-нии для $\boldsymbol{j}_д$). Из ур-ний (7) можно определить компоненты тензора электропроводности металла (ось $z \parallel \boldsymbol{H}$):

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{yy} = \frac{\sigma_э}{1+\omega_{cэ}^2\tau_э^2} + \frac{\sigma_д}{1+\omega_{cд}^2\tau_д^2}, \\ \sigma_{xy} &= -\sigma_{yx} = \sigma_э\frac{\omega_{cэ}\tau_э}{1+\omega_{cэ}^2\tau_э^2} - \sigma_д\frac{\omega_{cд}\tau_д}{1+\omega_{cд}^2\tau_д^2}; \\ \sigma_{zz} &= \sigma_э + \sigma_д, \qquad \omega_{c\,э(д)} = eH/m^*_{э(д)}c. \end{aligned} \qquad (8)$$

С ростом H все поперечные компоненты $\sigma_{ik} \to 0$. Однако асимптотика поперечных компонент тензора $\rho_{ik} = \sigma_{ik}^{-1}$ зависит от соотношения между диссипативными (σ_{xx}, σ_{yy}) и холловскими (σ_{xy}, σ_{yx}) компонентами. Действительно,

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \sigma_{xx}/(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2).$$

При одном сорте носителей зависимость σ_{xx}^{-1} от H полностью компенсируется холловским множителем $(1 + \sigma_{xy}^2/\sigma_{xx}^2)^{-1}$ и $\rho_{xx} = \rho_{yy} = \rho = 1/\sigma$. При этом коэф. Холла

$$R = \pm 1/N_{э(д)}ec. \qquad (9)$$

Причина независимости сопротивления от H ($\Delta\rho/\rho = 0$) и универсального характера ф-лы (9) — в отсутствие дисперсии носителей заряда. Учёт неполного вырождения носителей и зависимости τ от энергии приводит к отличию R от (9) и $\rho_{xx}(H)$ от ρ.

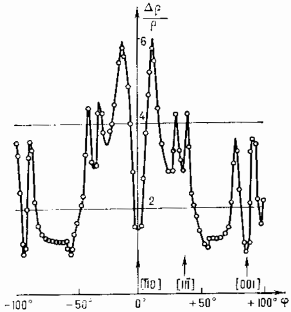


Рис. 4. Зависимость $\Delta\rho/\rho$ монокристалла Au от угла φ, задающего направление $\boldsymbol{H}$, при $T=4,2$ К; $\rho(300)/\rho(4,2)=1650$; $H_0 = 1,5$ кЭ; $H=23,5$ кЭ.

В случае двух сортов носителей, согласно (8), при больших полях ($\omega_{cэ}\tau_э \gg 1$, $\omega_{cд}\tau_д \gg 1$):

$$\sigma_{xy} \approx \frac{(N_д - N_э)ec}{H}, \quad N_д \neq N_э \qquad (10)$$

и

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} \approx \begin{cases} \dfrac{N_э m_э^*/\tau_э + N_д m_д^*/\tau_д}{e^2(N_э - N_д)^2} \gtrsim \rho, & N_э \neq N_д \\ \dfrac{H^2}{N_э m_э^*/\tau_э + N_д m_д^*/\tau_д} \sim \rho(\omega_c\tau)^2, & N_э = N_д, \quad \tau \sim \tau_э, \tau_д. \end{cases} \qquad (11)$$

Постоянная Холла $R = \rho_{xy}/H$; при $N_э \neq N_д$ в сильных полях:

$$R \approx R_\infty = 1/(N_д - N_э)ec. \qquad (12)$$

Ф-ла (12), зависимость от H и оценка порядка величины в ф-ле (11), полученные для простой модели, сохраняются для металлов с замкнутыми поверхностями Ферми произвольной формы. Кроме того, результаты не зависят от характера диссипативных процессов.

У большинства металлов поверхности Ферми сложны (имеют открытые и замкнутые полости), разные группы электронов имеют разные l. Это усложняет зависимость от H в полях и даёт возможность

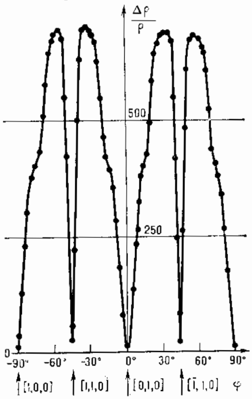


Рис. 5. Зависимость магнетосопротивления монокристалла Sn от угла φ, задающего $\boldsymbol{H}$, при $T=4,2$ К; $\rho(300)/\rho(4,2)=10,4$; $H=23,5$ кЭ; ток течёт вдоль оси [001], поле вращается в плоскости (001).

использовать Г. я. как метод исследования электронного спектра и процессов рассеяния. Эффекты, обусловленные формой траекторий электронов, практически не проявляются в продольном сопротивлении; для всех металлов, как правило, $\Delta\rho_{\parallel}/\rho \leqslant 1$, даже при $H \gg H_0$.

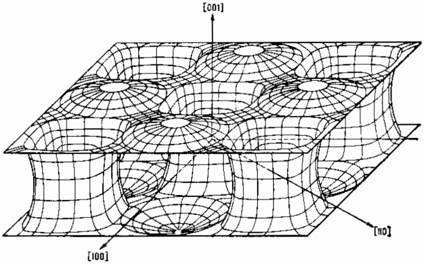


Рис. 6. Контуры открытой поверхности Ферми Sn, восстановленные по набору кривых, подобных рис. 5.

Чувствительность характеристик Г. я. при $H \gg H_0$ к структуре электронного спектра позволила использовать эксперим. зависимости поперечного сопротивления металлич. монокристаллов от величины и направления $\boldsymbol{H}$ (рис. 4, 5) для определения их поверхностей Ферми. При этом оказалось, что большинство металлов имеет открытые поверхности Ферми (Au, Ag, Cu, Sn, Pb; рис. 6), а Na, K, Rb, Al, In, а также полуметаллы (Bi, Sb) — замкнутые. Одновременно выяснилось, что *Капицы закон* — следствие усреднения ρ_{ik} ($\boldsymbol{H}$) по кристаллитам для металлов с открытыми поверхностями Ферми и переходная область от $H \ll H_0$ к $H \gg H_0$ для металлов с замкнутыми поверхностями Ферми.

В Г. я. важную роль играет рассеяние электронов поверхностью образца: если траектория электронов замкнута, то поперечная проводимость осуществляется путём столкновений. Поэтому поверхностное рассеяние приводит к увеличению проводимости в приповерхностном слое, что находит отражение в зависимости $\Delta\rho/\rho$ от $\boldsymbol{H}$ для образцов конечных размеров (*статический скин-эффект*, см. также *Размерные эффекты*).

Квантовые эффекты. В сильных (квантующих) магн. полях проявляет себя квантование энергии электронов, движущихся по замкнутым орбитам (см. выше). В металлах и вырожденных полупроводниках наблюдаются осцилляции магнетосопротивления в зависимости от поля $\boldsymbol{H}$ (Шубникова — де Гааза эффект). Так же как и де Гааза — ван Альфена эффект, он обусловлен осцилляциями в зависимости от $1/H$ плотности состояний электронов на границе Ферми (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле). Для типичных металлов осцилляционная зависимость обычно имеет малую амплитуду и «накладывается» на плавную «классическую», существенно не деформируя последнюю (рис. 7).

Рис. 7. Осцилляции Шубникова — де Гааза малой амплитуды на фоне слабого монотонного роста магнетосопротивления монокристалла Co при $T=4{,}2$ К.

Изменение (по сравнению с классическими) зависимостей $\Delta\rho/\rho$ и E_H от H может быть обязано также *магнитному пробою* (туннельному проникновению электронов с одной траектории на другую при определённых направлениях $\boldsymbol{H}$). В частности, магнитный пробой может быть источником осцилляций $\Delta\rho/\rho$ большой амплитуды (рис. 8).

Своеобразные квантовые эффекты, обусловленные интерференцией электронных волн, прошедших разные пути, приводят к аномальному *магнетосопротивлению*,

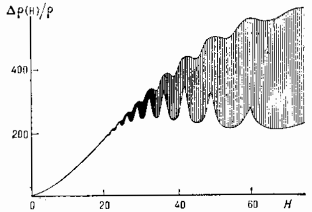


Рис. 8. Магнетопробойные осцилляции в монокристалле Bi при $T=2$ К.

проявляющемуся в слабых магн. полях. Аномальное магнетосопротивление подавляется неупругим рассеянием, рассеянием с переворотом спина и др.

Ферро- и антиферромагн. металлы обладают аномальными гальваномагн. свойствами в полях $H \ll H_0$ (см. *Ферромагнетизм*, *Антиферромагнетизм*). При $H \gg H_0$ их поведение такое, как и поведение других металлов. Г. я. в сплавах и *интерметаллических соединениях* не отличаются существенно от Г. я. в простых металлах.

Полуметаллы. Г. я.— один из осн. источников сведений об электронной энергетич. структуре *полуметаллов*. Г. я. в полуметаллах осложнены влиянием магн. поля на число носителей в зонах, на положение краёв зон и т.п. Квантовые осцилляции в полуметаллах выражены значительно резче, т. к. расстояние между уровнями Ландау при не слишком больших полях достигает значений порядка энергии Ферми полуметалла. Из-за этого, в частности из-за энергетического перекрытия зон, в квантующих полях полностью «разрушается» плавная зависимость $\Delta\rho/\rho$ от H, обязанная классич. движению электронов в магнитном поле (рис. 9).

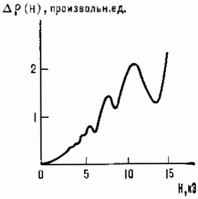


Рис. 9. Осцилляции Шубникова — де Гааза в монокристалле Bi при $T=1{,}5$ К.

Полупроводники. Г. я. в *полупроводниках* обладают рядом особенностей, обусловленных прежде всего малой концентрацией носителей заряда. Электронно-дырочный газ полупроводников при $T \sim 300$ К невырожден, и характеристики Г. я. существенно зависят от механизма рассеяния носителей (табл.). Выяснение роли разл. механизмов рассеяния — одна из осн. задач исследования Г. я. в полупроводниках. Эффективные массы носителей в полупроводниках m^*, как правило, меньше массы свободного электрона m_0 (в металле $\sim m_0$), благодаря чему значение H_0 и $H_{\text{кв}}$ для полупроводников меньше, чем для металлов. Для ряда полупроводников $H_0 \sim (0{,}1-1)\cdot 10^4$Э, а условие $H > H_{\text{кв}}$ может быть достигнуто при $T \sim 10$ К. На Г. я. в полупроводниках существ. влияние оказывает наличие неск. сортов носителей. Вклад разл. групп носителей в магнетосопротивление не аддитивен (в отличие от вклада в электропроводность). У полупроводников, имеющих один сорт носителей (для определённости — электро-

Характеристики гальваномагнитных явлений в полупроводниках при некоторых механизмах рассеяния

Механизм рассеяния	Неквантующее магнитное поле				Квантовый предел			
					$\rho_\perp (H, T)$		$\rho_\parallel (H, T)$	
	$\frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \mathcal{E}}$	r_H	α_1	α_2	невырожденный полупроводник	вырожденный полупроводник	невырожденный полупроводник	вырожденный полупроводник
Ионизированные примеси	1,5	1,93	2,15	0,706	$H_0T^{3/2}$	H^3T^0	$H_0T^{3/2}$	H^3T
Акустические фононы (деформационное взаимодействие)	−0,5	1,18	0,38	0,116	$H^2T^{-1/2}$	H^5T	$HT^{1/2}$	H^2T
Акустические фононы (пьезоэлектрическое взаимодействие)	0,5	1,10	0,89	0,116	$HT^{-1/2}$	H^4T	$H_0T^{1/2}$	HT

нов с изотропным квадратичным законом дисперсии), при $H \ll H_0$ постоянная Холла равна:

$$R = -r_H/N_э ec, \qquad (13)$$

где r_H — холл-фактор, величина к-рого определяется зависимостью времени τ релаксации носителей от энергии $\mathcal{E}$ (табл.). Для характеристики эффекта Холла часто используют т. н. холловскую подвижность $\mu_H = R_H\sigma$, где σ — электропроводность при $H=0$. С дрейфовой подвижностью μ она связана соотношением $\mu_H = \mu r_H$ (на опыте обычно измеряется именно μ_H, а по ней судят о величине μ). Поперечное магнетосопротивление определяется выражением $(\Delta\rho_\perp/\rho_\perp = \alpha_1(H/H_0)^2$, где α_1 зависит от механизма рассеяния (табл.).

При $H \gg H_0$, как и в металлах, $R=(N_э ec)^{-1}$ и не зависит от механизма рассеяния. Это обстоятельство используется для определения концентрации носителей $N_э$. Для поперечного магнетосопротивления теория предсказывает насыщение: $\Delta\rho_\perp/\rho_\perp = \alpha_2$, где α_2 не зависит от H (табл.). Однако на опыте насыщения часто не наблюдается. Причины этого — в искривлении линий тока в магн. поле; искривление обусловлено наличием в образце неоднородностей, а также конечными размерами образца. Наиб. ярко явление выражено в полупроводниках с большой подвижностью носителей. Магнетосопротивление очень чувствительно к анизотропии энергетич. спектра носителей. Так $(\Delta\rho/\rho)_\parallel$ (отсутствующее в случае изотропного спектра) определяется гофрировкой изоэнергетич. поверхностей в импульсном пространстве (напр., в p-Ge и p-Si).

Если полупроводник имеет и электроны и дырки с подвижностями $\mu_э$ и $\mu_д$, то при $H \ll H_0$, согласно (7) и (8):

$$R = \frac{1}{ec} \frac{N_э\mu_э^2 - N_д\mu_д^2}{(N_э\mu_э + N_д\mu_д)^2}, \qquad (14)$$

откуда $R=0$ при $(N_э/N_д) = (\mu_д/\mu_э)^2$, а не при $N_э = N_д$ ($\mu_д/\mu_э$, как правило, мало).

При $H \gg H_0$ величина R зависит от соотношения между $(H/H_0)^2$ и $N_э/|N_э - N_д|$. Если $(H/H_0)^2 \gg N_э/|N_э-N_д|$, то $R = R_\infty$ [см. (12)]. Если $(H/H_0)^2 \ll N_э/|N_э-N_д|$, то

$$R = -\frac{1}{N_э ec} \frac{\mu_э - \mu_д}{\mu_э + \mu_д}. \qquad (15)$$

Измерения температурных зависимостей постоянной Холла и магнетосопротивления при $H \ll H_0$ и $H \gg H_0$ дают информацию об отношении концентраций носителей и их подвижностей при разл. темп-рах.

В Ge, Si и InSb p-типа есть 2 сорта дырок, и следует учесть, что в области собств. проводимости имеется 3 типа носителей, а в области примесной проводимости — 2. В последнем случае осн. вклад в электропроводность при $H=0$ дают тяжёлые дырки, несмотря на то, что их m^* больше. Времена релаксации обеих групп дырок практически равны; отношение их концентраций пропорционально отношению плотностей состояний, т. е. $(m_д^*/m_э^*)^{3/2}$, а отношение подвижностей — $(m_д^*/m_э^*)$. В итоге отношение вкладов в электропроводность порядка $(m_д^*/m_э^*)^{1/2}$. Вклад же в R при $H \ll H_0$ определяется отношением $(N_д\mu_д)^2/(N_э\mu_э)^2 \approx \approx (m_д^*/m_э^*)^{-1/2}$. Т. о., постоянную Холла в слабых полях определяют лёгкие дырки, несмотря на то, что концентрация их меньше.

В полупроводниках относительно слабые электрич. поля вызывают неравномерность распределения носителей по энергиям — возникают «горячие» носители заряда, наблюдается нарушение закона Ома (1). Сила Лоренца отклоняет носители от направления дрейфа в электрич. поле. В итоге передача энергии от электрич. поля носителям уменьшается — магн. поле «охлаждает» носители. Соответственно возникают дополнит. изменения кинетич. коэффициентов. Наиб. ярко это проявляется в *многодолинных полупроводниках*, где под действием электрич. поля $\boldsymbol{E}$ существенно изменяются заселённости долин. Поэтому и R и $\Delta\rho/\rho$ в многодолинных полупроводниках существенно зависят от $\boldsymbol{E}$. Магн. поле изменяет неравновесную заселённость долин. В итоге оказывается, что в электрич. поле возникает нечётная по $\boldsymbol{H}$ часть магнетосопротивления. Эта часть $\Delta\rho$ в достаточно сильном электрич. поле может быть больше чётной, так что при соответствующих направлениях $\boldsymbol{H}$ $\Delta\rho$ становится отрицательным (наблюдалось в n-Ge и n-Si). Изучение Г. я. в такой ситуации — метод исследования характеристик горячих носителей (см. *Горячие электроны*).

В квантующих магн. полях в вырожденных полупроводниках, как и в металлах, возникают осцилляции продольного и поперечного магнетосопротивления. Амплитуда осцилляционных пиков зависит от темп-ры носителей; измерения этих величин использовались для изучения зависимости темп-ры электронов от приложенного электрич. поля, причём по кинетике этого процесса удаётся оценить время релаксации энергии электронов. В сильных магн. полях, когда заполнено мало уровней, осцилляции выражены гораздо ярче, чем в типичных металлах. В случае невырожденных носителей зависимости $(\Delta\rho/\rho)_\perp$ и $(\Delta\rho/\rho)_\parallel$ от $\boldsymbol{H}$ и T характеризуются степенными ф-циями, причём показатели степени зависят от механизма рассеяния (табл.). Постоянная Холла при $H \gg H_{кв}$ не зависит от механизма рассеяния и определяется тем же выражением, что и в классич. области.

Осцилляции поперечного и продольного магнетосопротивления, а также постоянной Холла (со значительно меньшей амплитудой при не слишком низкой темп-ре) наблюдаются в нек-рых полупроводниках (GaSb, HgTe) за счёт *магнитофононного резонанса* и его аналогов.

Сильное магн. поле влияет не только на энергетич. спектр электронов в зоне проводимости, но и на примесные состояния: волновая ф-ция примесного состояния «сжимается» в плоскости, перпендикулярной H. В результате энергия ионизации примесного атома возрастает, что, в свою очередь, приводит к уменьшению концентрации носителей в зоне проводимости (магн. «вымораживание» носителей). В большинстве случаев, однако, волновые ф-ции примесных атомов перекрываются с образованием примесной зоны. В такой ситуации осн. роль в электропроводности играют «прыжки» носителей по примесям без активации в зону проводимости (*прыжковая проводимость*). Деформация волновых ф-ций примесей в магн. поле, приводящая к уменьшению их перекрытия, существенно влияет на электросопротивление. Характерной особенностью прыжкового механизма является гигантское положит. магнетосопротивление, зависящее от H по закону $\exp F(H)$. Вид ф-ции $F(H)$ определяется соотношением между H и нек-рым характерным значением $H_c = c\hbar n^{1/3}/|e|a_B$, где a_B — эфф. боровский радиус примесного состояния. При $H \ll H_c$ $F(H) \sim H^2$; при $H \gg H_c$ $F(H) \backsim H^{1/2}$. Экспоненциальная зависимость магнетосопротивления от H измерялась экспериментально (в n—InAs сопротивление увеличивалось в 10^5 раз при изменении H от $2{,}8 \cdot 10^4$ до $14 \cdot 10^4$ Т). Наблюдение гигантского магнетосопротивления — один из способов идентификации механизма прыжковой проводимости в полупроводниках.

Лит. см. при ст. *Металлы*, *Полуметаллы*, *Полупроводники*.

Ю. П. Гайдуков, Ю. М. Гальперин, М. И. Каганов.

ГА́ЛЬТОНА СВИСТО́К — *газоструйный излучатель* звука, работающий при дозвуковых скоростях течения газа. Предложен Ф. Гальтоном (F. Galton) (1883). Действие Г. с. основано на возникновении автоколебаний вытекающей из кольцевого сопла газовой струи при обтекании ею острой кромки полого цилиндрич. резонатора со стенками клиновидной формы (рис.). Газовая струя, попадая на острый край резонатора, создаёт на нём периодич. вихри, возбуждающие колебания газа в резонаторе, к-рые и излучаются в окружающее пространство в виде звуковых волн. Частота звука f зависит в основном от глубины резо-

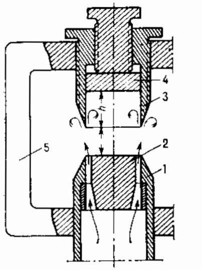


Схема свистка Гальтона: *1* — сопло; *2* — центральное тело; *3* — резонатор; *4* — дно резонатора; *5* — держатель.

натора h и от скорости звука c_0 в продуваемом через сопло газе: $f = 0{,}25c_0/(h+s)$, где s — поправка, зависящая от величины избыточного давления газа, подаваемого в Г. с. Для обычно применяемых давлений 0,03—0,4 кгс/см^2 s составляет от 7,3 до 4,7 мм. Частота $f_в$ срыва вихрей и возникающего при этом клинового тона зависит от скорости v истечения газа из сопла и от расстояния l от сопла до края резонатора: $f_в = 0{,}466iv/l$, где $i = 1, 2, 3\ldots$.

Для подстройки $f_в$ под частоту резонатора f необходимо варьировать параметры h и l с помощью микрометрич. винта. В воздухе Г. с. излучает акустич. волны частотами до 50 кГц, в газах с повышенной скоростью звука (гелий, водород) — до 120—170 кГц. Мощность Г. с. неск. Вт, но кпд их довольно высок (15—25%). Для увеличения мощности пользуются батареями идентичных Г. с., синхронизуемых с помощью соединяющих резонаторы полуволновых трубок. Г. с. применяют главным образом для дистанц. УЗ-управления механизмами (на расстояниях до 15 м), а также бесшумной и охранной сигнализации.

Ю. Я. Борисов.

ГАМИ́ЛЬТО́НА ОПЕРА́ТОР — то же, что *гамильтониан*.

ГАМИ́ЛЬТО́НА ПРИ́НЦИП — см. *Наименьшего действия принцип*.

ГАМИ́ЛЬТО́НА УРАВНЕ́НИЯ (канонические уравнения механики) — дифференциальные ур-ния движения голономной механич. системы в канонич. переменных, к-рыми являются s обобщённых координат q_i и s обобщённых импульсов p_i, где s — число степеней свободы системы. Выведены У. Р. Гамильтоном (W. R. Hamilton) в 1834. Для составления Г. у. надо в качестве характеристич. ф-ции системы знать *Гамильтона функцию* $H(q_i, p_i, t)$, где t — время. Тогда, если все действующие на систему силы потенциальны, Г. у. имеют вид

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i}. \qquad (*)$$

Если наряду с потенциальными на систему действуют непотенциальные силы F, то к правым частям 2-й группы ур-ний (*) надо прибавить соответствующие обобщённые силы Q_i. Ур-ния (*) представляют собой систему $2s$ обыкновенных дифференц. ур-ний 1-го порядка, интегрируя к-рые можно найти все q_i и p_i как ф-ции времени t и $2s$ постоянных интегрирования, определяемых по нач. данным. Решение системы ур-ний (*) можно также свести к отысканию полного интеграла соответствующего ей ур-ния в частных производных (см. *Гамильтона — Якоби уравнение*).

Если одна из координат q_i, напр. q_1, является циклич. координатой, т. е. явно не входит в выражение ф-ции H, то $\partial H/\partial q_1 = 0$ и одно из ур-ний (*) даёт сразу интеграл $p_1 = \alpha_1$, где α_1 — постоянная. Особый интерес представляет случай, когда все координаты циклические, а ф-ция $H = H(p_i)$ явно не зависит от времени (силовое поле и наложенные связи стационарны). Тогда все $p_i = \alpha_i$, т. е. постоянны; следовательно, ф-ции $H(p_i)$ и $\partial H/\partial p_i$ тоже постоянны, и 1-я группа ур-ний (*) даёт $dq_i/dt = \beta_i$, откуда $q_i = \beta_i t + C_i$, где β_i, C_i — новые постоянные. Ур-ния в этом случае интегрируются элементарно и все координаты являются линейными ф-циями времени. Отсюда следует, что задачу интегрирования Г. у. можно свести к задаче отыскания для системы циклич. координат. Это, в принципе, возможно, т. к. Г. у. обладают тем важным свойством, что они допускают переход с помощью т. н. канонических преобразований от переменных q_i, p_i к новым переменным $Q_i(q_i, p_i, t)$, $P_i(q_i, p_i, t)$, которые также являются каноническими и удовлетворяют уравнениям (*) с соответствующей функцией $H(Q_i, P_i, t)$.

Равноправность в Г. у. координат и импульсов как независимых переменных, а также инвариантность этих ур-ний по отношению к канонич. преобразованиям открывают большие возможности для обобщений. Поэтому Г. у. имеют важные приложения не только в механике, но и во многих др. областях физики, напр. в статистич. физике, квантовой механике, электродинамике и др.

Лит. см. при ст. *Динамика*, *Действие*. *С. М. Тарг.*

ГАМИ́ЛЬТО́НА ФУ́НКЦИЯ — характеристич. ф-ция механич. системы, выраженная через канонич. переменные: обобщённые координаты q_i и обобщённые импульсы p_i. Для системы со связями, явно не зависящими от времени t, движущейся в стационарном потенциальном *силовом поле*, Г. ф. $H(q_i, p_i) = T + П$, где П — потенциальная, а T — кинетич. энергия системы, в выражении к-рой произведена замена всех обобщённых скоростей $\dot{q}_i$ на p_i с помощью равенств $p_i = \partial T/\partial \dot{q}_i$. Таким образом, Г. ф. равна в этом случае полной механич. энергии системы, выраженной через q_i и p_i.

В общем случае Г. ф. $H(q_i, p_i, t)$ может быть определена через *Лагранжа функцию* $L(q_i, \dot{q}_i, t)$ равенством

$$H(q_i, p_i, t)=\left[\sum_i p_i\dot{q}_i - L(q_i, \dot{q}_i, t)\right]_{\dot{q}_i \to p_i},$$

в к-ром все $\dot{q}_i$ должны быть выражены также через p_i.

Г. ф., как и ф-ция Лагранжа, полностью характеризует ту систему, для к-рой она определена, т. к., зная $H(q_i, p_i, t)$, можно составить дифференц. ур-ния движения системы или в виде $2s$ обыкновенных дифференц. ур-ний 1-го порядка, где s — число степеней свободы, или в виде одного ур-ния в частных производных тоже 1-го порядка (см. *Гамильтона — Якоби уравнение*). Г. ф. введена У. Р. Гамильтоном (W. R. Hamilton).

Наряду с термином «Г. ф.» употребляют иногда термин «главная ф-ция Гамильтона», именуя так полный интеграл ур-ния Гамильтона — Якоби, равный *действию* по Гамильтону. В квантовой механике используется квантовомеханич. оператор — *гамильтониан*, или оператор Гамильтона, соответствующий Г. ф. в классич. механике. *С. М. Тарг.*

ГАМИЛЬТОНА — ЯКОБИ УРАВНЕНИЕ — дифференциальное ур-ние в частных производных 1-го порядка, описывающее движение голономных механич. систем под действием потенц. сил. Чтобы составить Г.— Я. у., необходимо для данной механич. системы знать *Гамильтона функцию* $H(q_i, p_i, t)$, где q_i и p_i — канонич. переменные: обобщённые координаты и обобщённые импульсы, а t — время. Тогда Г.— Я. у. будет иметь вид

$$\frac{\partial S}{\partial t}=-H\left(q_i, \frac{\partial S}{\partial q_i}, t\right), \qquad (1)$$

где правая часть представляет собой выражение ф-ции H, в к-ром все p_i заменены на $\partial S/\partial q_i$, а S — подлежащая определению ф-ция координат q_i и времени t, представляющая собой *действие* по Гамильтону; иногда ф-цию $S(q_i, t)$ наз. главной ф-цией Гамильтона.

В частном случае при движении одной материальной точки в силовом поле, определяемом силовой ф-цией $U(x, y, z, t)$, Г.— Я. у. имеет вид

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\frac{1}{2m}\left[\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial S}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)^2\right]-U(x, y, z, t)=0,$$

где m — масса точки, x, y, z — её координаты.

Г.— Я. у. непосредственно связано с *Гамильтона уравнениями*, к-рые с матем. точки зрения являются для ур-ния (1) ур-ниями характеристик.

Чтобы с помощью Г.— Я. у. найти закон движения механич. системы, надо определить полный интеграл ур-ния (1), т. е. его решение, содержащее столько постоянных интегрирования, сколько в ур-нии независимых переменных. Этими переменными являются координаты q_i и время t; число их равно $s+1$, где s — число степеней свободы системы. Следовательно, полный интеграл ур-ния (1) должен содержать $s+1$ постоянную, из к-рых одна, как аддитивная, может быть отброшена, и имеет вид

$$S=S(t, q_i, \alpha_i). \qquad (2)$$

Если решение Г.— Я. у. в виде (2) будет найдено, то, составив s равенств

$$\frac{\partial S}{\partial \alpha_i}=\beta_i \quad (i=1, 2, \ldots, s), \qquad (3)$$

где β_i — новые произвольные постоянные, получим s алгебраических (недифференциальных) ур-ний, левые части к-рых содержат q_i, α_i и t и из к-рых можно определить q_i в виде

$$q_i=q_i(t, \alpha_i, \beta_i). \qquad (4)$$

Значения др. группы канонич. переменных p_i находят из равенств

$$p_i=\frac{\partial S}{\partial q_i} \quad (i=1, 2, \ldots, s). \qquad (5)$$

Ур-ния (4), выражающие q_i как ф-ции t, и определяют положение механич. системы в любой момент времени, т. е. закон её движения. Входящие сюда постоянные α_i и β_i находят подстановкой начальных данных в равенства (4) и (5).

Если ф-ция Гамильтона H явно не содержит время, что, в частности, имеет место для консервативных систем, то S можно искать в виде

$$S=S_0(q_i)-ht,$$

где h — постоянная, равная полной энергии системы, а S_0 — величина, наз. укороченным действием (действием по Лагранжу) или характеристич. ф-цией и определяемая как полный интеграл ур-ния в частных производных

$$H\left(q_i, \frac{\partial S_0}{\partial q_i}\right)=h \qquad (6)$$

в виде

$$S_0=S_0(q_i, \alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_{s-1}, h).$$

Тогда полный интеграл Г.— Я. у. будет

$$S=S_0(q_i, \alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_{s-1}, h)-ht$$

и закон движения системы определится в соответствии с (3) из равенств

$$\frac{\partial S_0}{\partial \alpha_i}=\beta_i \quad (i=1, 2, \ldots, s-1), \qquad (7)$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial h}=t+\beta_s. \qquad (8)$$

Ур-ния (7), содержащие в данном случае только q_i, α_i, β_i и не содержащие время t, определяют в многомерном пространстве траекторию точки, изображающей данную механич. систему, а ур-ние (8) даёт закон движения вдоль этой траектории. Значения постоянных α_i, β_i определяются и в этом случае подстановкой начальных данных в равенстве (5), (7) и (8).

Г.— Я. у. и связанный с ним метод решения задач механики играют важную роль и в др. областях физики, особенно в оптике и квантовой механике. В частности, известное в геом. оптике ур-ние *эйконала* подобно Г.— Я. у. в виде (6), где S_0 играет роль эйконала. Этот результат позволяет рассматривать классич. механику как аналог геом. оптики, в к-ром роль поверхностей движущейся волны играют поверхности $S_0(q_i)=\mathrm{const}$, а роль световых лучей — ортогональные к этим поверхностям траектории движения.

Лит. см. при ст. *Действие*. *С. М. Тарг.*

ГАМИЛЬТОНИАН (оператор Гамильтона) — квантовомеханич. оператор, соответствующий *Гамильтона функции* в классич. механике и определяющий эволюцию квантовой системы. В *Шрёдингера представлении* эта эволюция описывается зависимостью от времени *вектора состояния* $|\psi\rangle$ системы, к-рый удовлетворяет Шрёдингера ур-нию

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\psi\rangle=\hat{H}|\psi\rangle, \qquad (1)$$

где $\hat{H}$ — гамильтониан. Если классич. ф-ция Гамильтона не зависит явно от времени, то она является интегралом движения и значение её совпадает с энергией системы. Соответственно Г. системы в этом случае является оператором энергии. Ур-ние (1) при этом имеет частные решения в виде стационарных состояний $|\psi\rangle=\exp(-i\mathscr{E}t/\hbar)|\varphi_{\mathscr{E}}\rangle$, где вектор состояния $|\varphi_{\mathscr{E}}\rangle$ не зависит от времени и является собств. вектором Г., соответствующим значению энергии $\mathscr{E}$:

$$\hat{H}|\varphi_{\mathscr{E}}\rangle=\mathscr{E}|\varphi_{\mathscr{E}}\rangle. \qquad (2)$$

Ур-ние (2) определяет спектр энергии системы.

Оператор производной по времени физ. величины f также выражается через коммутатор Г. системы с оператором $\hat{f}$ данной физ. величины:

$$\frac{d\hat{f}}{dt}=\frac{\partial\hat{f}}{\partial t}+\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{f}]. \qquad (3)$$

Ур-ние (3) используется для описания эволюции системы *в Гейзенберга представлении.* Оно является квантовомеханич. аналогом ур-ния для классич. ф-ции f, зависящей от координат q_k и импульсов p_k системы:

$$\frac{df}{dt}=\frac{\partial f}{\partial t}+\{H,\ f\}_{\text{кл}},\qquad(4)$$

где $\{H,\ f\}_{\text{кл}}$ — классич. скобка Пуассона,

$$\{H,\ f\}_{\text{кл}}=\sum_{k=1}^{N}\left(\frac{\partial f}{\partial q_k}\frac{\partial H}{\partial p_k}-\frac{\partial f}{\partial p_k}\frac{\partial H}{\partial q_k}\right)$$

(N — число степеней свободы системы). Сравнение ф-л (3) и (4) показывает, что в классич. пределе коммутатор $[\hat H,\ \hat f]$ должен переходить в $-i\hbar\{H, f\}_{\text{кл}}$,

$$[\hat H,\ \hat f]\longrightarrow -i\hbar\{H,\ f\}_{\text{кл}}.\qquad(5)$$

Аналогичные соотношения должны выполняться для коммутаторов операторов, соответствующих и др. классич. физ. величинам. В согласии с этим Г. физ. системы получается из классич. ф-ции Гамильтона заменой классич. координат и импульсов частиц на соответствующие операторы, подчиняющиеся коммутац. соотношениям. При этом возникает неоднозначность в последовательности записи некоммутирующих операторов в выражениях, отвечающих произведению классич. величин, к-рая устраняется симметризацией этих выражений, напр. $q_i\,p_i$ заменяется на $^1/_2\,(\hat q_i\hat p_i+\hat p_i\hat q_i)$.

Приведём Г. для простейших систем:

а) частица массы m во внеш. потенц. поле $V(x,\ y,\ z)$:

$$\hat H=\frac{\hat p_x^2+\hat p_y^2+\hat p_z^2}{2m}+V(x,\ y,\ z),$$

где $\hat p_x=-i\hbar\,\partial/\partial x$ и т. д.;

б) система n частиц с парным взаимодействием $V_{ij}(|\boldsymbol r_i-\boldsymbol r_j|)$:

$$\hat H=\sum_{i=1}^{n}\frac{\hat{\boldsymbol p}_i^2}{2m_i}+\frac{1}{2}\sum_i\ \sum_j V_{ij}(|\boldsymbol r_i-\boldsymbol r_j|).$$

Аналогично в квантовой теории взаимодействующих полей (т. е. в динамич. системах с бесконечным числом степеней свободы) Г. системы получается из классич. гамильтоновой ф-ции полей заменой классич. величин (напр., амплитуд нормальных колебаний) соответствующими операторами. Возникающая при этом неопределённость в порядке записи произведений некоммутирующих операторов позволяет выбрать такую последовательность (т. н. *нормальное произведение*), к-рая естеств. образом определяет физ. вакуум системы (см. *Квантовая теория поля*).

Если физ. величина f не зависит явно от времени ($\partial f/\partial t=0$), то условием её сохранения, согласно (3), является обращение в нуль коммутатора оператора этой величины с Г. системы, $[\hat H,\ \hat f]=0$, т. е. условие одновременной измеримости данной величины и энергии системы.

Если Г. системы обладает к.-л. симметрией, то оператор, осуществляющий преобразования симметрии, коммутирует с Г. Соответственно этому каждой симметрии Г. отвечает закон сохранения определённой величины (см. *Нётер теорема*). Так, симметрии Г. относительно сдвигов и поворотов системы в пространстве соответствуют законы сохранения импульса и момента импульса системы, симметрии Г. относительно отражения координат частиц — сохранение пространственной *чётности* системы и т. д. Симметрия Г. приводит, как правило, к *вырождению* уровней энергии.

Поскольку Г. отвечает физ. величине (ф-ции Гамильтона или энергии), он является эрмитовым оператором. Эрмитовость Г. обеспечивает сохранение нормы вектора состояния (т. е. полной вероятности). Однако для описания процессов с поглощением частиц (напр., *процессов рассеяния адронов на ядрах*) могут быть использованы комплексные потенциалы, соответствующие неэрмитовым Г. (см. *Оптическая модель ядра*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980. *С. С. Герштейн.*

ГАМИЛЬТОНОВ ФОРМАЛИЗМ — основанная на вариац. принципе формулировка механики и теории поля, в к-рой состояние системы задаётся обобщёнными координатами q_i и обобщёнными импульсами p_i ($i=1,\ 2,\ \ldots,\ N$, где N — число степеней свободы). Описываемая Г. ф. *динамическая система* наз. *гамильтоновой системой*, а пространство её состояний — *фазовым пространством*. В Г. ф. действие

$$S=\int_{t_1}^{t_2}\left[\sum_i p_i\dot q_i-H(p,\ q,\ t)\right]dt\qquad(1)$$

выражается через ф-цию Гамильтона H (точкой обозначено дифференцирование по времени; $p,\,q$ — совокупность всех $p_i,\ q_i$). H является преобразованием Лежандра ф-ции Лагранжа L: $H=\sum_i p_i\dot q_i-L(q,\ \dot q,\ t)$, где $\dot q_i$ в правой части следует выразить через p_i, разрешив относительно $\dot q_i$ определение импульсов:

$$p_i=\partial L/\partial\dot q_i.\qquad(2)$$

Г.ф. и *лагранжев формализм* полностью эквивалентны, если определено преобразование Лежандра, т. е. если

$$\det(\partial^2L/\partial\dot q_i\partial\dot q_j)>0.$$

В *наименьшего действия принципе* $\delta S=0$ независимыми вариациями в (1) считаются δp_i и δq_i, причём $\delta\dot q_i=d\delta q_i/dt$. Тогда стандартные *Эйлера — Лагранжа уравнения* дают в качестве ур-ний движения *Гамильтона уравнения*

$$\dot q_i=\partial H/\partial p_i,\quad \dot p_i=-\partial H/\partial q_i.$$

В Г.ф. любая динамич. переменная f является ф-цией канонич. переменных $p,\ q$ (и, возможно, времени). Её полная производная по времени $\dot f=df/dt=\partial f/\partial t+\sum_i[\dot q_i(\partial f/\partial q_i)+\dot p_i(\partial f/\partial p_i)]$ вследствие ур-ний Гамильтона имеет вид $\dot f=\partial f/\partial t+\{H,f\}$, где $\{f,\ g\}=\sum_i\left(\frac{\partial f}{\partial p_i}\frac{\partial g}{\partial q_i}-\frac{\partial f}{\partial q_i}\frac{\partial g}{\partial p_i}\right)$ — *Пуассона скобка* двух динамич. переменных f и g. Не зависящая явно от времени переменная f сохраняется, если её скобка Пуассона с H обращается в нуль.

Г.ф. допускает широкий класс замен переменных в фазовом пространстве — канонические преобразования, при к-рых ур-ния Гамильтона и скобка Пуассона не меняются.

Переход от лагранжева к Г.ф. осложняется, когда определения импульсов (2) не разрешимы относительно всех $\dot q_i$, т. е. когда $\det(\partial^2L/\partial\dot q_i\partial\dot q_j)=0$. Эта ситуация всегда возникает в калибровочных теориях, в к-рых L вообще не зависит от нек-рых $\dot q_i$, или в теориях со связями $\varphi_m(q)=0$ ($m=1,\ \ldots,\ M$), где обычная замена $L\to L_T=L+\sum_{m=1}^{M}\xi_m\varphi_m(q)$ вводит дополнит. координаты ξ_m и L_T снова не зависит от $\dot\xi_m$. В обоих случаях вытекающие из определения импульсов соотношения $\pi_m=\partial L/\partial\dot\xi_m=0$ представляют собой простейший пример «гамильтоновых» связей.

В общем случае, когда ранг матрицы $\|\partial^2L/\partial\dot q_i\partial\dot q_j\|$ равен $N-M$, $M>0$, требование непротиворечивости ур-ний (2) приводит к M соотношениям $\chi_m(p,\ q)=0$, к-рые наз. первичными связями в Г. ф. Стандартные ур-ния Гамильтона на поверхности связей $\mathscr{M}$, определяемой соотношениями $\chi_m=0$, будут полностью эквивалентны лагранжевым ур-ниям движения, если их записывать для ф-ции $H_T=H+\sum_m \lambda_m\chi_m(p, q)$, где λ_m — произвольные множители (вообще говоря, не выражающиеся только через переменные p, q):

$$\dot{q}_i=\{H_T,\ q_i\}=\frac{\partial H}{\partial p_i}+\sum_m \lambda_m\frac{\partial \chi_m}{\partial p_i}+\sum_m\{\lambda_m,\ q_i\}\chi_m,$$

$$\dot{p}_i=\{H_T,\ p_i\}=-\frac{\partial H}{\partial q_i}-\sum_m \lambda_m\frac{\partial \chi_m}{\partial q_i}+\sum_m\{\lambda_m,\ p_i\}\chi_m.$$

На поверхности связей $\mathscr{M}$ не определённые скобки Пуассона λ_m с q_i и p_i не дают вклада в правые части.

Для непротиворечивости такого Г. ф. необходимо, чтобы временная эволюция не выводила за поверхность $\mathscr{M}$, т. е. чтобы $\dot{\chi}_m=\{H_T,\ \chi_m\}=0$ на $\mathscr{M}$. Если это требование не выполняется, необходимо сузить $\mathscr{M}$, наложив новые, «вторичные» связи. Процедуру их нахождения предложил П. Дирак (P. Dirac).

Для выполнения условия $\dot{\chi}_m=0$ на $\mathscr{M}$ достаточно, чтобы скобки $\{H_T,\ \chi_m\}$ оказались линейными комбинациями связей с нек-рыми коэф. $a_{mm'}(p, q)$:

$$\{H_T,\ \chi_m\}=\{H,\ \chi_m\}+\sum_{m'}\lambda_{m'}\{\chi_{m'}\chi_m\}=\sum_{m'}a_{mm'}\chi_{m'}=0$$

$$\text{на } \mathscr{M}. \tag{3}$$

Это — система ур-ний на коэффициенты λ_m; если ранг μ матрицы $\{\chi_{m'},\ \chi_m\}$ на $\mathscr{M}$ меньше M, система определяет только μ из коэффициентов λ_m и возникает $\mathscr{M}-\mu$ условий непротиворечивости. Часть из них может автоматически удовлетворяться на $\mathscr{M}$, а остальные образуют $\varkappa_1\leqslant M-\mu$ «вторичных» связей $\chi_{M+k}=0$, $k=1, 2, \ldots, \varkappa_1$. Их следует добавить к первичным, определив новую поверхность $\mathscr{M}_1$: $\chi_j=0$, $j=1, \ldots, M, \ldots, M+\varkappa_1$ и потребовав, чтобы $\dot{\chi}_j=0$ на $\mathscr{M}_1$. Процедура повторится, пока не перестанут возникать новые вторичные связи. Полная совокупность связей $\chi_j=0$, $j=1, \ldots, M, \ldots, M+\varkappa_1+\ldots+\varkappa_r=J$ уже удовлетворяет требованиям непротиворечивости Г. ф.: $\dot{\chi}_j=\{H_T,\ \chi_j\}=0$ на суженной поверхности $\mathscr{M}^*$. Более того, все связи можно вставить в ф-цию Гамильтона: в качестве генератора эволюции «полная ф-ция Гамильтона» H_T не отличима на $\mathscr{M}^*$ от $H^*=H+\sum_{j=1}^{J}\lambda_j\chi_j$.

Все связи χ_j разбиваются на два класса, с $K=J-S$ и S элементами, где S — (чётный) ранг матрицы $\{\chi_j,\ \chi_{j'}\}$ на $\mathscr{M}^*$. K связей удовлетворяют условиям

$$\{\chi_k,\ \chi_j\}=\sum_{j'=1}^{J}c_{kjj'}\chi_{j'}=0 \text{ на } \mathscr{M}^* \tag{4}$$

и наз. связями I рода ($c_{kjj'}$ — нек-рые ф-ции переменных p, q). Остальные S связей — II рода — не удовлетворяют условиям (4), а матрица $\{\chi_S,\ \chi_{S'}\}$ для них имеет обратную, $\gamma_{SS'}$. Записанные для H^* условия непротиворечивости Г. ф.

$$\{H^*,\ \chi_j\}=\{H,\ \chi_j\}+\sum_{j'}\lambda_{j'}\{\chi_{j'},\ \chi_j\}=0 \text{ на } \mathscr{M}^*$$

фиксируют S из коэффициентов λ_j: $\lambda_S=-\{H, \chi_{S'}\}\gamma_{S'S}$. Подстановка этих значений λ_S в H^* эквивалентна замене скобки Пуассона скобкой Дирака

$$\{f,\ g\}^*=\{f,\ g\}-\sum_{S'S''}\{f,\ \chi_{S'}\}\gamma_{S'S''}\{\chi_{S''},\ g\}$$

в законе эволюции: $\dot{f}=\{H^*,\ f\}$ на $\mathscr{M}^*$. При этом, поскольку для любой ф-ции $f(p, q)$ выполняются автоматически соотношения $\{\chi_S,\ f\}=0$, связи II рода можно наложить явно, считая $\chi_S=0$ во всех ф-циях f.

Конкретная реализация процедуры Дирака неоднозначна: вместо связей II рода χ_j можно взять любой эквивалентный набор $\tilde{\chi}_j=\sum_{j'}A_{jj'}(p, q)\chi_{j'}$, если только $\det A_{jj'}\neq 0$. В частности, в принципе можно подобрать $A_{jj'}$ так, чтобы матрица $\{\tilde{\chi}_S,\ \tilde{\chi}_{S'}\}$ приобрела канонич. вид $\begin{pmatrix}0 & I\\ -I & 0\end{pmatrix}$, где I — единичная матрица ранга $S/2$. Затем канонич. преобразованием в полном фазовом пространстве Г можно перейти от первонач. переменных (p, q) к новым $(\tilde{\chi}_S;\ p',\ q')$, в к-рых первые $S/2$ пар — связи II рода. В новых переменых скобка Дирака приобретёт пуассонов вид: $\{f, g\}^*_{p,\ q}=\{f, g\}_{p',\ q'}$, а связи II рода окажутся полностью исключёнными, повлияв лишь на выбор переменных $p',\ q'$. В этих переменных эволюцией управляет ф-ция Гамильтона $H'=H+\sum_{k=1}^{K}\lambda_k\chi_k$, включающая лишь связи I рода, находящиеся в инволюции (т. е. скобки Пуассона связей выражаются через линейную комбинацию самих связей):

$$\{\chi_k,\ \chi_{k'}\}=\sum_{k''}c_{kk'k''}\chi_{k''}. \tag{5}$$

Гамильтоново описание ведётся теперь в $(2N-S)$-мерном пространстве Г$'$ канонич. переменных $p',\ q'$. В нём участвуют K произвольных ф-ций $\lambda_k(t)$; изменение λ_k не приводит к изменению состояния или закона эволюции, а сводится к канонич. калибровочному преобразованию, генератором к-рого является связь χ_k. Наблюдаемыми величинами естественно считать не все ф-ции $f(p',\ q')$ на поверхности $\mathscr{M}'$, определённой условиями $\chi_k=0$, а лишь те, на эволюции к-рых не сказывается произвол в λ_k. Для этого достаточно, чтобы $\{f,\ \chi_k\}=0$ на $\mathscr{M}'$, т. е.

$$\{f,\ \chi_k\}=\sum_{k'}d_{kk'}\chi_{k'}, \tag{6}$$

при этом $\dot{f}=\{H',\ f\}=\{H,\ f\}$ на $\mathscr{M}'$. Такие ф-ции зависят не от всех $2N-S-K$ координат на $\mathscr{M}'$. Если считать (6) системой дифференц. ур-ний для f, то (5) будут условиями её разрешимости и f определится своими значениями на подмногообразии Г* нач. условий, размерности $2N-S-2K=2N-J-K$. Г* обычно задают на $\mathscr{M}'$ ур-ниями $\eta_k(p',\ q')=0$, наз. дополнит. условиями. Как и в случае связей II рода, переходом к эквивалентным связям $\tilde{\chi}_k$ и выбором дополнит. условий всегда можно добиться того, чтобы $\{\tilde{\chi}_k,\ \tilde{\chi}_{k'}\}=0$, $\{\tilde{\chi}_k,\ \eta_{k'}\}=\delta_{kk'}$, $\{\eta_k,\ \eta_{k'}\}=0$, т. е. чтобы новые связи и дополнит. условия годились на роль канонич. переменных. Канонич. преобразование в Г$'$ от $(p';\ q')$ к $\{\chi_k,\ p^*;\ \eta_k,\ q^*\}$ достраивает остальные переменные p^*, q^*, служащие независимыми координатами на физ. фазовом пространстве Г*. Для ф-ций, удовлетворяющих системе ур-ний (6), скобка Пуассона выражается только через p^*, q^*: $\{f,\ g\}_{p',\ q'}=\{f,\ g\}_{p^*,\ q^*}$. Т. о., существуют два эквивалентных описания гамильтоновой системы со связями: в полном фазовом пространстве Г со скобкой Дирака $\{f,\ g\}^*_{p,\ q}$ и ф-цией Гамильтона H^* и в физ. фазовом пространстве Г* со скобкой Пуассона $\{f, g\}_{p^*,\ q^*}$ и ф-цией Гамильтона $\tilde{H}=H\,\big|_{\chi_j=0,\ \eta_k=0}$. Первый способ технически проще, поскольку на практике не всегда удаётся явно построить необходимые для второго способа канонич. преобразования. Однако принципиальная возможность второго способа служит обоснованием метода *функционального интеграла* для систем со связями.

Для теорий с высшими производными, когда $L=L(q,\dot q,\ddot q,\ldots,q^{(n)})$, переход от лагранжева к Г. ф. осуществляется введением новых координат $Q_k=q^{(k-1)}$, $k=1,\ldots,n$, и связей $\dot Q_{k-1}-Q_k=0$:

$$L\longrightarrow L_T=L(Q_1,\ldots,Q_n,\dot Q_n)+\sum_{k=2}^{n}\xi_k(\dot Q_{k-1}-Q_k).$$

При этом возникают $2(n-1)$ гамильтоновых связей II рода: $P_k-\xi_k=0$, $\pi_k\equiv\partial L_T/\partial\dot\xi_k=0$. Для ф-ций переменных P, Q скобка Дирака совпадает со скобкой Пуассона, а H^* имеет вид

$$H^*=P_1Q_2+P_2Q_3+\ldots+P_{n-1}Q_n+P_n\dot Q_n-L(Q_1,\ldots,Q_n,\dot Q_n).$$

При $k<n$ ур-ния Гамильтона для Q_k эквивалентны лагранжевым связям, а для P_k — иному определению импульсов:

$$P_k=\frac{\partial L}{\partial Q_{k+1}}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial Q_{k+2}}+\frac{d^2}{dt^2}\frac{\partial L}{\partial Q_{k+3}}-\ldots.$$

В релятивистской теории осн. проблемой Г. ф. является удовлетворение требованиям релятивистской инвариантности. Как и в лагранжевом формализме, здесь требование инвариантности действия относительно преобразований симметрии позволяет с помощью *Нётер теоремы* построить соответствующие сохраняющиеся величины как явные ф-ции канонич. переменных $\varphi(x)$ и $\pi(x)$. В частности, инвариантность действия относительно преобразований из группы Пуанкаре приводит к сохранению четырёх компонент энергии-импульса P_μ и шести компонент момента $M_{\mu\nu}$ ($\mu,\nu=0,1,2,3$), где, напр., $P_0=H$, $P_i=\int dx\pi(x)\partial_i\varphi(x)$, $i=1,2,3$. Эти величины являются генераторами трансляций и вращений в четырёхмерном пространстве-времени, реализованными как генераторы соответствующих канонич. преобразований в фазовом пространстве системы. Напр., для любой ф-ции $\psi=\psi[\varphi(x),\pi(x)]$ имеем

$$\{H,\psi\}=\partial_0\psi,\quad \{P_i,\psi\}=\partial_i\psi$$

(где $\partial_\mu\equiv\partial/\partial x_\mu$).

Непосредств. проверка инвариантности действия в Г. ф. затруднительна ввиду явной нековариантности определений π и H. Однако, поскольку преобразования Пуанкаре образуют группу Ли (см. *Группа*), генераторы должны удовлетворить соотношениям её алгебры:

$$\{P_\mu,P_\nu\}=0,\ \{P_\mu,M_{\nu\varkappa}\}=g_{\varkappa\mu}P_\nu-g_{\nu\mu}P_\varkappa,$$
$$\{M_{\mu\nu},M_{\varkappa\chi}\}=g_{\mu\varkappa}M_{\nu\chi}+g_{\nu\varkappa}M_{\mu\varkappa}-g_{\mu\varkappa}M_{\nu\varkappa}-g_{\nu\varkappa}M_{\mu\varkappa}$$

($g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор), представляющим собой условие релятивистской ковариантности Г. ф. Часть этих соотношений удовлетворяется автоматически, а остальные налагают существ. ограничения на вид H и др. генераторов группы Пуанкаре.

Г. ф. играет принципиальную роль в процедуре квантования, стандартным рецептом к-рой является замена скобок Пуассона $\{f,g\}$ коммутатором $(i/\hbar)\times[\hat f,\hat g]$ операторов, отвечающих наблюдаемым f и g. При этом приходится решать две проблемы. Первая состоит в выборе порядка операторов $\hat p$, $\hat q$, отвечающих канонич. переменным, в выражениях $\hat f=\hat f(\hat p,\hat q)$. Квантовый аналог классич. системы уже поэтому неоднозначен. Вторая связана с выбором канонических переменных, для к-рых постулируются канонич. *перестановочные соотношения* $[\hat p_i,\hat q_j]=-i\hbar\delta_{ij}$. В классической теории равноправны любые наборы (p,q), связанные каноническим преобразованием. В квантовой теории разные выборы канонически квантуемых переменных приводят, вообще говоря, к разным результатам. Иногда критерии выбора существуют. Например, для системы, прообразом которой служит система материальных точек, преимущественными являются декартовы координаты и соответствующие импульсы. Для полевых систем «неправильный» выбор может привести к противоречиям.

Совершенно разный смысл приобретают при квантовании связи I и II рода. Связи II рода налагаются как соотношения для отвечающих им операторов, а связи I рода могут налагаться только как дополнит. условия на *векторы состояния*, выделяющие физ. подпространство таких векторов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; их же, Механика, 3 изд., М., 1973; Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Фаддеев Л. Д., Интеграл Фейнмана для сингулярных лагранжианов, «ТМФ», 1969, т. 1, с. 3; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, М., 1978; Кононлева Н. П., Попов В. Н., Калибровочные поля, М., 1980. *Б. В. Медведев, В. П. Павлов.*

ГАМИЛЬТОНОВА СИСТЕМА — частный случай *динамической системы*, описывающей физ. процессы без диссипации; соответствующие дифференц. ур-ния можно представить в след. симметричной форме (*Гамильтона уравнения*):

$$\dot p_i=-\frac{\partial H}{\partial q_i},\ \dot q_i=\frac{\partial H}{\partial p_i},\ i=1,\ldots,n, \qquad (*)$$

где $H(p,q,t)$, наз. *Гамильтона функцией*, имеет обычно смысл энергии системы, а q_i и p_i — обобщённые координаты и импульсы, n — число степеней свободы системы. Ниже рассматриваются автономные Г. с., в к-рых ф-ция H не зависит явно от времени t. В каждой точке (p,q) *фазового пространства* вектор $(-\partial H/\partial q_i,\ \partial H/\partial p_i)$ задаёт поле фазовой скорости, касательное к фазовым траекториям. Возникает наглядный образ движения Г. с. как фазового потока. Фазовый поток сохраняет элемент объёма в фазовом пространстве, т. е. при движении по траекториям системы (*) фазовый объём не меняется (*Лиувилля теорема*). Отсюда следует, что Г. с. в фазовом пространстве не может иметь множеств, к к-рым все траектории из целой области притягиваются асимптотически. Более того, почти все траектории, совершающие финитное движение, являются неблуждающими, т. е. почти всякая движущаяся точка многократно возвращается в окрестность своего исходного положения (*Пуанкаре теорема* о возвращении).

Производная ф-ции $F(p,q)$ по направлению вектора фазовой скорости в данной точке (p,q) определяет изменение F вдоль траектории и равна $\dot F=-\frac{\partial F}{\partial p}\frac{\partial H}{\partial q}+\frac{\partial F}{\partial q}\frac{\partial H}{\partial p}=\{F,H\}$, где $\{F,H\}$ наз. скобкой Пуассона ф-ций F и H. Если $\dot F=0$, т. е. $\{F,H\}=0$, то F не меняется вдоль траекторий и является первым интегралом (интегралом движения) системы (*). В частности, интегралом системы (*) является ф-ция H, поэтому фазовое пространство Г. с. расслаивается на гиперповерхности $H=h=\text{const}$; траектория, начинающаяся на данной гиперповерхности, никогда её не покидает. Дополнит. интегралы Г. с. часто получаются как следствие инвариантности H относительно нек-рой группы преобразований (см. *Нётер теорема*). Напр., пусть ф-ция H инвариантна относительно сдвигов s вдоль оси q_1, т. е.

$$H(p_1,\ldots,p_n,q_1+s,q_2,\ldots,q_n)=$$
$$=H(p_1,\ldots,p_n,q_1,\ldots,q_n)$$

для любого s. Тогда H не зависит от q_1, поэтому $\dot p_1=-\partial H/\partial q_1=0$ и $F(p,q)=p_1$ — интеграл движения; координата q_1 наз. в этом случае циклической.

Интегрируемые системы являются простейшим типом Г. с. Они имеют, кроме ф-ции $H=H_1$, ещё $n-1$ интегралов $H_2,\ldots,H_n$, причём попарные скобки Пуассона $\{H_i, H_j\}=0$. Интегрируемость приводит к след. картине движения Г. с. Пусть градиенты ф-ций H_i линейно независимы в изучаемой области фазового пространства, а движение финитно и происходит внутри области. Любая траектория остаётся в пересечении гиперповерхностей $H_i(p, q)=h_i$ с фиксиров. h_i. Компонента этого пересечения топологически эквивалентна n-мерному тору T^n (T^1 — обычная окружность, T^2 — произведение двух окружностей, поверхность «бублика», стандартный тор T^n — это множество в $R^{2n}=R^2\times\ldots\times R^2$, к-рое при проекции на каждое R^2 даёт окружность). Можно так задать циклич. координаты $(\varphi_1, \ldots, \varphi_n)$ на торе T^n, что движение по тору определяется ур-ниями $\dot\varphi_i=\omega_i$, $i=1, \ldots, n$, где $(\omega_1, \ldots, \omega_n)$ — вектор частот, т. е. движение условно-периодично. Вся область, где градиенты H_i линейно независимы, расслоена на такие торы, можно ввести спец. координаты (I, φ) (**переменные действие — угол**), в к-рых $H=H(I)$.

Движение на самом торе зависит от частот ω (к-рые, *вообще* говоря, меняются от тора к тору). Если между частотами $\omega_1, \ldots, \omega_n$ нет линейных зависимостей вида $n_i\omega_i=0$ с целыми коэф., то траектория подходит сколь угодно близко к любой точке тора. Если же существуют соотношения $\sum_i n_i\omega_i=0$ (т. н. резонанс частот), то n-мерный тор T^n расслаивается на торы меньшей размерности T^k, $n-k$ равно числу независимых линейных соотношений.

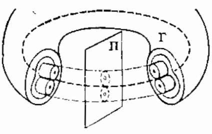


Рис. 1. Часть трёхмерного уровня энергии.

Строение множества $\{H_i=h_i\}$, $i=1, \ldots, n$, содержащего точки, где градиенты ф-ций H_i зависимы, может быть различным. В частности, оно может содержать вырожденные торы (размерности меньшей n), к к-рым асимптотически приближаются др. траектории, образуя т. н. «усатый», или седловой, тор. Вырожденным случаем седлового тора является седловое периодич. движение Г, к-рое изображено на рис. 1 пунктирной линией.

Неинтегрируемые системы. Обычно интегрируемые Г. с. получаются при нек-рых спец. значениях параметров, входящих в H. Пусть, для простоты, имеется один малый параметр ε и при $\varepsilon=0$ система интегрируема. Тогда в области, где введены переменные действие — угол (I, φ), её ф-цию Гамильтона можно записать в виде $H=H_0(I)+\varepsilon H_1(I, \varphi, \varepsilon)$. А. Пуанкаре (H. Poincaré) считал изучение такой Г. с. «осн. задачей динамики». Движение в такой Г. с. для большинства нач. условий описывается **КАМ-теорией** [А. Н. Колмогоров, В. И. Арнольд, Ю. Мозер (J. Moser)]. При малых ε осн. часть торов интегрируемой Г. с. сохраняется, лишь слегка деформируясь; движение на каждом таком торе остаётся условно-периодическим.

Но разрушение структуры интегрируемой Г. с. всё же происходит, одной из его причин является расщепление ранее совпадавших устойчивых и неустойчивых многообразий седловых периодич. движений (см. периодич. траекторию Г на рис. 1). В окрестности этого множества образуется т. н. стохастич. слой, движение внутри к-рого крайне нерегулярно и практически неотличимо от случайного. Нек-рое представление о нём даёт рис. 2, где представлено поведение следов устойчивого и неустойчивого многообразий седловой траектории Г на секущей площадке П (см. рис. 1). Кроме стохастич. слоёв, возникающих в окрестности седловых периодич. движений, образуются также стохастич. слои (гораздо более узкие) из-за разрушения нек-рой малой части торов, в первую очередь тех, движение на к-рых было чисто периодическим ($\omega_i=n_i\nu$, n_i — целые, $i=1, \ldots, n$). При разрушении такого тора образуется «гирлянда» из седловых и устойчивых периодич. движений (см. рис. 3). Устойчивые многообразия седловых периодич. движений пересекаются, и образуется стохастич. слой. Т. о., фазовое пространство Г. с., близкой к интегрируемой, характеризуется свойством разделённости: в б. ч. его движение похоже на поведение интегрируемой Г. с., траектории лежат на торах, заполненных условно-периодич. траекториями. В то же время в нек-рой части движение приобретает свойства случайного процесса (квазислучайно).

Следует отметить, что в случае двух степеней свободы сохраняющиеся при малых ε двумерные торы перегораживают трёхмерный уровень энергии $H=\text{const}$, поэтому имеется нек-рая устойчивость (по переменным действия): стохастич. слои между собой не перекрываются. Однако при $n\geqslant3$ возникает неустойчивость, к-рая при сколь угодно малом $\varepsilon>0$ позволяет траектории из одного стохастич. слоя переходить в другой и тем самым уходить далеко по I (**диффузия Арнольда**). Скорость такой диффузии экспоненциально мала (по ε), но всё же на больших временах устойчивость она нарушает. Нек-рые численные эксперименты на ЭВМ показывают, что с ростом ε всё большее число торов разрушается и в конце концов стохастич. движение системы происходит по всему трёхмерному уровню энергии $H=\text{const}$. При такой «развитой» стохастичности движение обладает свойством эргодичности, т. е. для любой ф-ции $F(p, q)$ среднее по времени равно среднему по пространству (по объёму на уровне энергии, к-рый также сохраняется; см. *Эргодическая теория*).

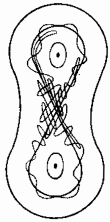


Рис. 2. Стохастический слой.

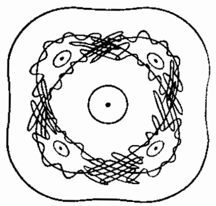


Рис. 3. Разрушенный тор.

Обобщения. В общем случае для задания Г. с. на чётномерном пространстве размерности $2n$ нужно определить скобку Пуассона любых двух ф-ций f, g, удовлетворяющую обычным свойствам билинейности, антисимметричности и невырожденности, а также **тождеству Якоби**. В локальных координатах x_i эта операция имеет вид $\{f, g\}=\sum_{i,k=1}^{2n} w^{ik}(x)\,(\partial f/\partial x_i)\,(\partial f/\partial x_k)$, причём матрица $w^{ik}(x)$ невырождена, $w^{ik}=-w^{ki}$ и выполняется тождество

$$\frac{\partial W_{ik}}{\partial x_l}+\frac{\partial W_{li}}{\partial x_k}+\frac{\partial W_{kl}}{\partial x_i}=0,$$

где $W=w^{-1}$ — обратная матрица. Выбирая теперь произвольную ф-цию $H(x)$, можно определить для каждой ф-ции $f(x)$ её траекторию $F(x, t)$, $F(x, 0)=f(x)$, из ур-ния $\partial F/\partial t=\{F, H\}$. Это линейное однородное ур-ние с частными производными 1-го порядка, характеристиками к-рого являются ур-ния Гамильтона $dx_i/dt=\sum_k w^{ik}\partial H/\partial x_k$. Около каждой точки можно так ввести координаты, что в них матрица $w^{ik}(x)$ примет стандартный вид $\begin{pmatrix}0 & -E\\ E & 0\end{pmatrix}$, где E — n-мерная единичная матрица. Обозначая $x_k = p_k$, $x_{n+k} = q_k$, получим канонически сопряжённые переменные, в к-рых Г. с. запишется в виде (*).

Следуя этой схеме, можно перенести понятие Г. с. на распределённые системы, описывающие классич. поля. Примером может служить *Кортевега — де Фриса уравнение* $v_t + 6vv_x + v_{xxx} = 0$. В качестве фазового пространства выбирают убывающие на бесконечности ф-ции $v(x)$, для к-рых существует функционал

$$H[v] = \int_{-\infty}^{\infty} (-v_x^2/2 + v^3)\,dx,$$

играющий роль функции Гамильтона. Скобку Пуассона функционалов $S[v]$, $R[v]$ определяют равенством

$$\{S, R\} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\delta S}{\delta v}\frac{\partial}{\partial x}\frac{\delta R}{\delta v}\right)dx,$$

где $\delta/\delta v$ означает функциональную производную. Тогда ур-ние Кортевега — де Фриса переписывается в виде $v_t = -(\partial/\partial x)\delta H/\delta v$, т. е. представляет собой Г. с., имеющую к тому же бесконечный набор интегралов. Распределёнными (и даже интегрируемыми) Г. с. являются также *Шрёдингера уравнение нелинейное*, *синус-Гордона уравнение* и описывающие намагниченность одноосного ферромагнетика *Ландау — Лифшица уравнения.*

Лит.: Мозер Ю., Лекции о гамильтоновых системах, пер. с англ., М., 1973; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Теория солитонов, М., 1980; Лихтенберг А., Либерман М., Регулярная и стохастическая динамика, пер. с англ., М., 1984.
Л. М. Лерман.

ГА́ММА (γ) — 1) единица напряжённости магн. поля, равная одной стотысячной эрстеда: $1\gamma = 10^{-5}$ Э $= 7{,}95775 \cdot 10^{-4}$ А/м. 2) Редко применяемая дольная единица массы: $1\gamma = 10^{-9}$ кг $= 10^{-6}$ г.

ГА́ММА-АСТРОНО́МИЯ — раздел астрономии, изучающий разл. космич. объекты по их эл.-магн. излучению в гамма-диапазоне (длины волн $\lambda < 10^{-12}$ м, что соответствует энергии фотона $\varepsilon > 10^5$ эВ). Со стороны низких энергий Г.-а. граничит с *рентгеновской астрономией*, со стороны высоких энергий наблюдения ограничены макс. энергиями фотонов, доступными измерениям ($\varepsilon \sim 10^{16}$—10^{17} эВ). Т. к. космич. γ-излучение полностью поглощается земной атмосферой, гамма-астрономич. наблюдения проводят в верх. слоях атмосферы и за её пределами [используя аэростаты, геофиз. ракеты и космич. аппараты (КА)] или с поверхности Земли, исследуя реакции фотонов γ-излучения с атомами атм. газов.

Гамма-излучение (ГИ) возникает при взаимодействии частиц высоких энергий (*космических лучей*) с веществом и эл.-магн. полями в космич. пространстве, а также в процессе *аннигиляции* частиц с античастицами (рис. 1). Поскольку эл.-магн. сечения генерации ГИ хорошо известны, измерения интенсивности ГИ дают сведения о космических лучах, полях излучения, плотности и составе космических мишеней (компактные объекты, межзвёздная и межгалактическая среда).

Ввиду слабого рассеяния ГИ межзвёздной и межгалактич. средами источники ГИ могут быть видны на расстояниях до космологич. *красного смещения* $z \sim 100$, что при создании γ-телескопов с высоким разрешением и высокой чувствительностью позволит получить достаточно полную и чёткую карту неба в γ-излучении.

По особенностям генерации и методам регистрации разделяют след. энергетич. интервалы ГИ: мягкое ($\varepsilon \approx 10^5$—10^6 эВ), среднее (10^6—10^7 эВ), высокоэнергичное (или жёсткое, 10^7—10^{11} эВ), сверхвысоких энергий (10^{11}—10^{14} эВ) и ультравысоких энергий (10^{14}—10^{17} эВ). Мягкое ГИ, возникающее при высвечивании возбуждённых ядер и в ядерных реакциях, состоит из отд. спектральных линий (линейчатое ГИ), уширенных в результате теплового движения атомов. Наложение отд. линий может создавать непрерывный спектр. В этот же интервал попадает аннигиляц. излучение, возникающее при аннигиляции позитронов

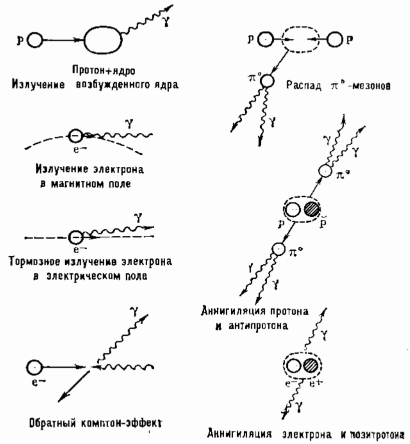


Рис. 1. Схематическое изображение элементарных процессов генерации γ-излучения.

(e^+) с электронами (e^-). В результате двухфотонной e^+e^--аннигиляции образуется спектральная линия 511 кэВ. Кроме линейчатого излучения, в этот и последующие энергетич. интервалы дают вклад процессы, приводящие к непрерывному спектру γ-излучения: тормозное, магнитотормозное (синхротронное), изгибное излучения электронов и обратное комптоновское рассеяние электронов на малоэнергичных фотонах, в т. ч. на фотонах реликтового излучения. Испускание фотонов средних и высоких энергий (гамма-диапазона) обусловлено в основном радиац. распадами элементарных частиц, образующихся при взаимодействии протонов и ядер космич. лучей с веществом, а также в процессе $p\bar{p}$-аннигиляции. Гл. вклад даёт распад нейтральных пионов: $\pi^0 \to 2\gamma$. Энергетич. спектр «пионных» фотонов характеризуется максимумом интенсивности, приходящимся на энергию $\varepsilon = m_{\pi^0}/2 = 67{,}5$ МэВ. ГИ сверхвысоких и ультравысоких энергий генерируют электроны и протоны соответствующих высоких энергий, спектр — непрерывный.

Регистрация фотонов ГИ основана на процессах их взаимодействия с веществом: фотоэффекте, комптоновском рассеянии и образовании e^+—e^--пар (см. *Гамма-излучение*).

В телескопах, регистрирующих космич. ГИ, используются сцинтилляторы из NaI, CsI, в состав к-рых входят ядра с большим зарядом Z (сечение фотоэффекта пропорционально Z^5), полупроводниковые детекторы на основе кристаллов германия, обладающие лучшим энергетич. разрешением ($\sigma_\varepsilon \sim 1$ кэВ при энергии $\varepsilon = 1$ МэВ), жидкостные и газовые ксеноновые счётчики. Направленность телескопов создаётся за счёт внешнего активного или пассивного коллиматора, ограничивающего апертуру прибора несколькими градусами. Более высоким угл. разрешением обладают телескопы двойного комптоновского рассеяния (рис. 2), дополнит. преимуществом к-рых служит сильное подавление фона. В таком телескопе, состоящем из двух рядов сцинтилляц. счётчиков, измеряются координаты и энергии двух последовательных комптоновских электронов и энергия γ-кванта (γ-фотона). Совокупность зарегистрированных событий позволяет определить местоположение дискретного источника с точностью до неск. градусов.

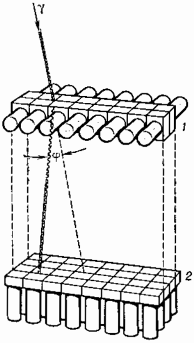


Рис. 2. Схема телескопа двойного комптоновского рассеяния для регистрации γ-излучения с энергией фотонов $\varepsilon=(0,1-10)$ МэВ: 1, 2 — годоскопические ряды сцинтилляционных счётчиков; φ — угол первого комптоновского рассеяния γ-фотона.

Параметры фотонов с $\varepsilon\sim$ $\sim10^7-10^{11}$ эВ определяются по конверсионным e^+-e^--парам, к-рые можно регистрировать с помощью сцинтилляционных и черенковских детекторов, а также искровых камер, фотогр. эмульсий и др. *трековых детекторов частиц*. Типичный γ-телескоп (рис. 3) состоит из набора *искровых камер*, его угл. точность $\sigma_\varphi\approx1°$ (для энергии $\varepsilon\sim100$ МэВ).

Космич. ГИ регистрируется на фоне заряж. частиц космич. лучей, потоки к-рых, как правило, на много порядков превышают искомый поток γ-фотонов. Поэтому γ-телескопы содержат системы сцинтилляц.

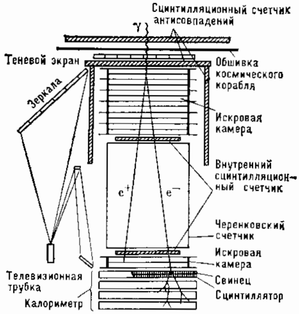


Рис. 3. Схема телескопа для регистрации космического γ-излучения с $\varepsilon\geqslant50$ МэВ; γ-фотоны образуют в конвертерах искровых камер пары (e^-, e^+); заряженные частицы проходят через сцинтилляционный и газовый черенковский счётчики, которые дают команду на запуск искровых камер; изображение искр регистрируется телевизионной трубкой при помощи системы зеркал; энергия фотонов измеряется сцинтилляционным калориметром. Сцинтилляционные счётчики, включённые на «антисовпадение», отсекают фон заряженных частиц.

счётчиков, обеспечивающие исключение входящих заряж. частиц.

Улучшение угл. разрешения γ-телескопов связано с использованием метода кодирования апертуры (аналогичные устройства есть и в рентг. астрономии). В поле зрения телескопа устанавливается экран с определ. распределением поглощающих и прозрачных элементов, в среднем поглощающий 50% падающего потока ГИ. Пройдя через экран, γ-фотоны регистрируются позиционно-чувствит. детектором (годоскоп счётчиков, искровая или пропорциональная камера, камера Ангера и др.), в плоскости к-рого образуется «тень» от экрана. Угл. разрешение определяется выражением: $\sigma_\varphi\sim a/L$, где a — размер (по ширине) элемента экрана, сравнимый с координатным разрешением детектора, L — расстояние от экрана до детектирующей плоскости. Метод кодирования апертуры применим для любых энергий γ-фотонов и позволяет получить угл. точность порядка 1′.

Космич. γ-фотон с энергией $\varepsilon\geqslant10^{11}$ эВ создаёт в атмосфере посредством электронно-фотонного каскада широкий атмосферный ливень (ШАЛ) (см. *Космические лучи*), компоненты к-рого достигают поверхности Земли.

Г.-а. сверхвысоких энергий ($10^{11}-10^{14}$ эВ) основана на регистрации с помощью параболич. зеркал оптич. вспышки *черенковского излучения*, порождаемого ШАЛ. Угл. разрешение телескопа, определяемое расходимостью ливня, составляет доли градуса. Г.-а. ультравысоких энергий ($\varepsilon\geqslant10^{14}$ эВ) использует наземные установки для регистрации заряж. частиц ШАЛ, покрывающих большую площадь. Направление γ-фотона, измеряемое по временно́му запаздыванию импульсов от разнесённых в пространстве детекторов установки, определяется с точностью до неск. градусов. Осн. эксперим. трудностью наземной Г.-а. является выделение полезных событий на большом фоне ливней, созданных протонами и ядрами космич. лучей. До сих пор нет метода, к-рый позволил бы однозначно отличать ШАЛ, созданные γ-фотонами, в связи с чем наземная регистрация космич. ГИ основана на статистич. методах его выделения (возраст ливня, доля мюонов, зависимость от небесных координат и т. д.).

Теоретич. основы Г.-а. начали закладываться в 50-х гг. 20 в., наблюдения проводятся с 60-х гг., наиб. эффективны наблюдения с КА. Принято выделять ГИ Галактики, дискретные источники γ-фотонов, метагалактич. ГИ, кратковременные всплески ГИ.

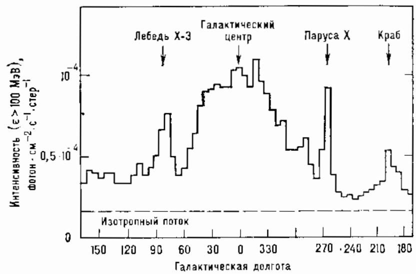


Рис. 4. Долготное распределение галактического γ-излучения ($\varepsilon\geqslant70$ МэВ) в полосе широт $|b|<10°$; пунктир — уровень изотропного метагалактического γ-излучения; стрелками показаны отдельные дискретные источники.

Галактич. диффузное ГИ с $\varepsilon\geqslant30$ МэВ обусловлено гл. обр. взаимодействием космич. лучей с межзвёздным газом, магн. полями и полями излучения. Наблюдается оно от всех участков неба, но наиб. ярко в полосе Млечного Пути, ограниченной галактич. широтой $|b|\leqslant10°$. Долготная зависимость ГИ (рис. 4) отражает структуру Галактики, в частности наличие спиральных рукавов (ГИ от них более интенсивно).

К известным галактич. дискретным источникам ГИ относятся: Солнце (во время солнечных вспышек), молодые *пульсары* PSR 0531+21 и PSR 0833—45, находящиеся в *остатках вспышек сверхновых* звёзд

(Крабовидной туманности и туманности Паруса X), газовые облака в Орионе и Змееносце, *галактический центр*, источник Лебедь Х-3. ГИ спокойного Солнца очень мало и пока находится за пределами чувствительности детекторов. В мягкой области спектра поток солнечных γ-фотонов меньше 10^{-5} фотон/(см^2·с). Однако во время солнечных вспышек интенсивность ГИ возрастает. Хорошо изучено мягкое вспышечное ГИ со сплошным спектром и в виде отдельных спектральных линий с $\varepsilon=0{,}5$; 2,2; 4,4; 6,1 МэВ и др., к-рое образуется в результате взаимодействия ускоренных во вспышке протонов и электронов с веществом хромосферы.

Существование аннигиляц. линии 0,5 МэВ указывает на возникновение позитронов, а линия 2,2 МэВ, образуемая в реакции $p+n \to D+\gamma$,— на большой поток свободных нейтронов (D — ядро дейтерия). Интенсивности этих линий на Земле при мощных вспышках на Солнце составляют ~0,1 фотон/(см^2·с). Примерно на порядок меньше потоки линейчатого излучения с энергией 4,4 и 6,1 МэВ, к-рые, как считается, представляют излучение ядер ^{12}C и ^{16}O, возбуждённых при неупругих столкновениях с ускоренными протонами.

ГИ молодых пульсаров объясняется *синхротронным излучением* релятивистских электронов, испускаемых вдоль магн. оси нейтронной звезды-пульсара.

Мощным галактич. источником ГИ является Лебедь Х-3, наблюдаемый также в радио-, ИК- и рентг. диапазонах. Он представляет собой тесную двойную систему с орбитальным периодом 4,8 ч, один из компонентов к-рой — молодая нейтронная звезда (или чёрная дыра). Объект расположен в 12 кпк от Солнца,

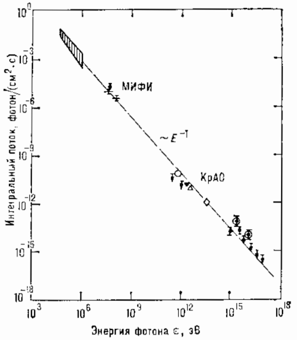


Рис. 5. Интегральный энергетический спектр рентгеновского и γ-излучения источника Лебедь Х-3. МИФИ — данные Московского инженерно-физического института, КрАО — данные Крымской астрофизической обсерватории.

обладает высокой γ-светимостью (~10^{38} эрг/с), жёстким энергетич. спектром (рис. 5) и служит примером (пока единственным) естеств. ускорителя протонов и ядер вплоть до энергий 10^{17} эВ.

Галактич. центр проявляет себя в γ-диапазоне линией 0,5 МэВ, возникающей в результате e^+e^--аннигиляции и характеризуемой сильной временно́й переменностью (в течение месяца поток изменяется в неск. раз).

Б. ч. галактич. дискретных источников не отождествлена. Из их расположения вблизи галактич. экватора (ср. широта $\bar{b}\approx 2°$) следует, что они принадлежат Галактике, находятся на расстояниях 2—7 кпк от Солнца и представляют собой новый тип объектов, характеризуемых высокой светимостью в γ-диапазоне (~10^{35} эрг/с для $\varepsilon \gtrsim 100$ МэВ). Самый яркий неотождествлённый источник — Геминга (координаты $l=195°$, $b=4°$) является скорее всего близко расположенной нейтронной звездой (~10 пк от Солнца), периодически испускающей ГИ (период 59 с).

Среди внегалактич. источников — близкие активные (сейфертовские) галактики NGC 4151, MCG 8—11—11, радиогалактика Кентавр-А (все в радиусе ≈ 20 Мпк), а также находящийся на расстоянии ≈ 200 Мпк квазар 3С 273. Гамма-светимость внегалактич. источников, составляющая ~ 10^{44} эрг/с у близких активных галактик и ~10^{47} эрг/с у квазара, указывает на то, что ГИ доминирует над излучением в др. диапазонах эл.-магн. спектра и большую роль в них играют частицы, ускоренные до высоких энергий.

Метагалактич. изотропное γ-излучение (МИГИ) выделяется на фоне диффузного излучения Галактики как компонент, не зависящий от галактич. координат и распределения межзвёздного газа. Энергетич. спектр МИГИ имеет важную особенность — изменение спектрального индекса при $\varepsilon \approx 3$ МэВ. Этот факт может свидетельствовать о наличии в составе МИГИ космологич. (реликтового) ГИ, оставшегося от эпохи, определяемой параметром красного смещения $z \sim 100$.

Кратковременные всплески ГИ (см. *Гамма-всплески*) представляют собой потоки рентг. и мягкого ГИ длительностью меньше 100 с с плотностью энергии 10^{-7}—10^{-3} эрг/см^2, регистрируемые спутниками и КА. Хотя до сих пор не получено надёжного отождествления источников γ-всплесков с известными астрофиз. объектами, по совокупности наблюдательных даных ими скорее всего являются старые нейтронные звёзды, находящиеся на заключит. этапе звёздной эволюции.

Лит.: Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Лучков Б. И., Наблюдательная гамма-астрономия, «УФН», 1974, т. 112, с. 491; Гальпер А. М., Лучков Б. И., Прилуцкий О. Ф., Гамма-лучи и структура Галактики, там же, 1979, т. 128, с. 313; Левенталь М., Мак-Каллум К. Дж., Космическая гамма-спектраскопия, пер. с англ., там же, 1981, т. 135, с. 693; Астрофизика космических лучей, под ред. В. Л. Гинзбурга, М., 1984.

А. М. Гальпер, Б. И. Лучков.

ГА́ММА-ВСПЛЁСКИ — интенсивные импульсные потоки гамма-квантов с энергией от десятка до тысяч кэВ, распространяющиеся в межзвёздном пространстве Галактики. Обнаружены в 1973 в результате длительного слежения за уровнем интенсивности космич. γ-излучения одновременно с неск. спутников. Наблюдались не чаще 5—8 раз в год и поэтому считались редким явлением. Чувствительные детекторы Г.-в., установленные на сов. межпланетных станциях «Венера 11—14», позволили наблюдать эти события каждые 2—3 дня. Осн. характеристики Г.-в.: частота появления, интенсивность и временна́я структура, энергетич. спектр излучения, эволюция спектра в ходе всплеска, суммарный поток энергии, направление распространения излучения.

По интенсивности излучения Г.-в. существенно превосходят уровень диффузного фона γ-излучения от всего неба и на неск. порядков величины превышают потоки от известных дискретных источников (см. *Гамма-астрономия*). Временна́я структура всплесков очень сложна и разнообразна. Полная длительность событий меняется от сотых долей секунды до сотен секунд. Нек-рые характерные примеры временны́х профилей Г.-в., своего рода «кривые блеска», представлены на рис. 1. Специфич. группу образуют очень короткие Г.-в. длительностью $\Delta t \sim 10$—100 мс (рис. 1, *г*). Отдельные столь же короткие импульсы встречаются и во временны́х профилях более протяжённых Г.-в. Эти особенности указывают на то, что источники Г.-в. очень компактны; размеры излучающей области не должны превышать величины $c \cdot \Delta t \approx 3000$ км.

Индивидуальные различия в энергетич. спектрах Г.-в. выражены менее ярко. В большинстве случаев непрерывные спектры (число фотонов, приходящихся на единичный интервал энергии) удовлетворительно описываются соотношением $dN/d\mathcal{E} \sim \mathcal{E}^{-\alpha}\exp(-\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)$, где $\alpha \approx 0{,}5-1{,}5$ (рис. 2, *а*). Характеристическая энергия $\mathcal{E}_0$ может рассматриваться как мера темп-ры

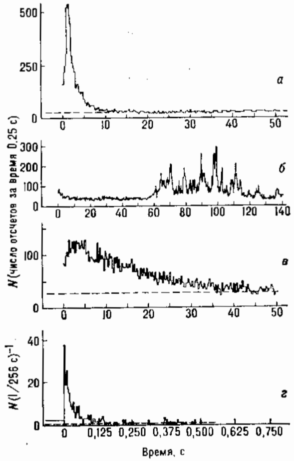


Рис. 1. Типы наблюдаемых гамма-всплесков (по оси ординат отложена интенсивность всплеска, определяемая по скорости счёта фотонов, по оси абсцисс — время, отсчитываемое от начала всплеска).

излучения, $\mathcal{E}_0 = kT$. Типичная черта Г.-в. — сильная спектральная переменность. Величина kT быстро меняется во времени, часто в значит. пределах (от 100 до 1000 кэВ). Из ряда наблюдений следует, что именно

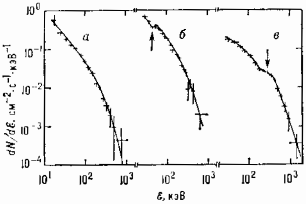


Рис. 2. Энергетические спектры гамма-всплесков: *а* — гладкий спектр без особенностей; *б* — спектр с линией поглощения (↑); *в* — спектр с широкой эмиссионной линией (↓).

спектральная переменность излучения определяет видимую временну́ю структуру всплесков.

Во мн. случаях плавный характер спектрального распределения нарушается, в энергетич. спектрах появляются спектральные особенности двух типов: 1) широкие линии поглощения в области энергии 30—100 кэВ (рис. 2, *б*); 2) широкие эмиссионные линии с максимумом в области энергий 350—450 кэВ (рис. 2, *в*). Предполагается, что линии поглощения могут возникать при наличии сильного магн. поля в источниках вследствие избират. поглощения выходящего излучения внешними, более холодными областями плазмы на электронной циклотронной частоте. Наблюдаемым частотам соответствуют величины магн. поля $B \approx (3-10) \times 10^{12}$ Гс. Расположение максимумов эмиссионных линий вблизи 400 кэВ с небольшим разбросом лучше всего объясняется тем, что это — излучение *аннигиляции* электрон-позитронных пар, испытывающее сильное *красное смещение* в гравитац. поле источника с потенциалом $\approx 0{,}3$ c^2.

Компактность излучающих объектов, огромный гравитац. потенциал и сверхсильное магн. поле говорят о том, что Г.-в. генерируются *нейтронными звёздами*. Пока не выяснено, являются ли эти звёзды одиночными или они входят в состав двойных систем. Даже по наиб. точным (лучше 0,01°) измерениям небесных координат источников нек-рых мощных Г.-в. не удалось надёжно отождествить их с астрофиз. объектами, видимыми или известными по излучению в др. областях спектра. По всей вероятности, это не случайно, и уровень излучения этих объектов в период между Г.-в., к-рый оценивается интервалом времени $\geqslant 10-100$ лет, крайне низок. Неизвестны поэтому и расстояния до источников Г.-в. По небесной сфере источники разбросаны хаотически, сколько-нибудь значит. концентрация их к плоскости Млечного Пути или в направлении на центр Галактики отсутствует (рис. 3). Это означает, что чувствительность применявшихся детекторов Г.-в. ещё недостаточна для наблюдений источников настолько далёких, чтобы неоднородность их распределения в Галактике и асимметрия относительно положения Солнечной системы могли проявиться в угл. распределении источников по небесной сфере.

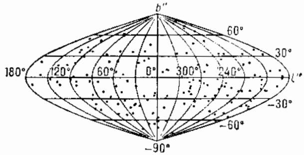


Рис. 3. Распределение источников гамма-всплесков на небесной сфере (b'' и l'' — галактические широта и долгота).

По совокупности данных предполагается, что источники Г.-в. заполняют в Галактике область в виде толстого диска с высотой ср. границы над галактич. плоскостью $\approx 1-2$ кпк. Соответственно полная энергия всплеска составляет $10^{39}-10^{40}$ эрг.

Однозначного объяснения происхождения Г.-в. нет. С наблюдениями наиб. полно согласуется предположение о том, что Г.-в. вызывается термоядерными взрывами вещества, накапливающегося на поверхности нейтронной звезды в результате длительной слабой *аккреции*. Как возможные причины Г.-в. рассматриваются также мощная нестационарная аккреция, выбросы вещества из внутр. слоёв нейтронной звезды, сопровождающиеся его ядерным распадом, процессы аннигиляции магн. поля, падение астероидов на нейтронную звезду, освобождение энергии при «звездотрясениях».

Лит.: Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л., Усов В. В., Мощные всплески космического гамма-излучения, «УФН», 1975, т. 116, с. 517; Мазец Е. П., Голенецкий С. В., Исследования космических γ-всплесков, в кн.: Астрофизика и космическая физика, М., 1982; Розенталь И. Л., Усов В. В., Эстулин И. В., Всплески космического гамма-излучения, «УФН», 1983, т. 140, с. 97.

Е. П. Мазец.

ГА́ММА-ИЗЛУЧЕ́НИЕ — коротковолновое эл.-магн. излучение (длина волны $\lambda \leqslant 2 \cdot 10^{-10}$ м). При столь коротких волнах волновые свойства Г.-и. проявляются слабо. На первый план выступают корпускулярные свойства. Г.-и. представляет собой поток гамма-квантов, к-рые характеризуются, как и др. фотоны, энергией $\mathcal{E}_\gamma = \hbar\omega$ $(\omega = 2\pi c/\lambda)$, импульсом $p = \hbar k$ $(k = 2\pi/\lambda)$ и спином I (в единицах $\hbar$).

Первоначально термином «Г.-и.» обозначалась та компонента излучения радиоакт. ядер, к-рая не отклонялась при прохождении через магн. поле, в отличие от α- и β-излучений. После установления эл.-магн. природы Г.-и. этот термин стал употребляться вообще для обозначения жёсткого эл.-магн. излучения с энергией квантов $\hbar\omega \geqslant 10$ кэВ, возникающего в разл. процессах, напр. при аннигиляции частицы и античастицы, в ядерных реакциях, при торможении быстрых заряж. частиц в среде, при распадах мезонов, в космич. излучении и др. Однако существует тенденция к использованию спец. терминов, фиксирующих именно характер источника Г.-и.: аннигиляционное излучение, мезорентгеновское, *тормозное излучение*, космич. Г.-и. (см. *Космические лучи*, *Гамма-астрономия*), *синхротронное излучение* и т. п. Ниже рассматривается Г.-и. возбуждённых атомных ядер.

Спектр Г.-и. Возникает Г.-и. в результате спонтанного радиац. перехода ядра из нач. состояния с энергией $\mathcal{E}_n$ в конечное состояние с энергией $\mathcal{E}_f$ ($\mathcal{E}_n > \mathcal{E}_f$). Т. к. ядро обладает дискретным набором энергетич. состояний, то спектр Г.-и. линейчатый. В отличие от оптич. диапазона, его представляют в виде распределения γ-квантов по энергиям.

В действительности энергетич. спектр ядра делится на дискретную и непрерывную области. В области дискретного спектра расстояния между уровнями ядра существенно больше энергетич. ширины Г уровня, определяемой временем жизни ядра τ в этом состоянии: $\Gamma = \hbar/\tau$; τ фиксирует скорость γ-распада возбуждённого ядра: $N(t) = N_0 \exp \times \times (-t/\tau)$. Эта область γ-переходов простирается от осн. уровня до энергии возбуждения, при к-рой становится энергетически возможным испускание ядром нуклонов или α-частицы (либо др. ядерный процесс распада, например *деление ядер*). Выше этого порога

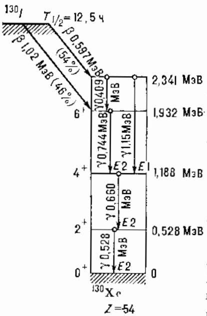


Рис. 1. Схема распада ^{130}J $\longrightarrow$ ^{130}Xe; наклонные стрелки — β-переходы, прямые — γ-переходы; слева — спин и чётность уровней (I^π).

начинается область непрерывного энергетич. спектра ядерных состояний. Величина порога варьируется от ядра к ядру (например, энергия отрыва нейтрона для $^9Be_4$ 1,665 МэВ, для $^{12}C_6$ 18,721 МэВ), но она <20 МэВ даже в случае лёгких ядер (рис. 1).

В результате конкуренции ядерных процессов распада, напр. испускания нуклонов, α-частиц, спектр Г.-и. ядер ограничен областью $\hbar\omega \leqslant 20$ МэВ. Т. о., реализуется ситуация, когда радиус ядра $R(10^{-13}$—10^{-12} см) не превосходит длину волны $\lambda > 10^{-12}$ см испускаемого ядром γ-кванта: $R/\lambda \leqslant 1$ (условие длинноволновости Г.-и.). В этом случае вероятность γ-перехода и характеристики Г.-и. существенно зависят от квантовых характеристик начального и конечного ядерных состояний — энергии, спина ядра I и пространственной *чётности* π его волновых ф-ций. В случае ядер с чётным числом A нуклонов спин $I = 0$, 1, 2, 3, ...; для ядер с нечётным A спин $I = {}^1/_2$; ${}^3/_2$; ${}^5/_2$ (спин нуклона ${}^1/_2$).

Законы сохранения при Г.-и. ядер. В силу закона сохранения энергии $\hbar\omega = \mathcal{E}_n - \mathcal{E}_f$ с точностью до эффекта отдачи, к-рую испытывает ядро при испускании кванта импульсом $\hbar k$. Учёт эффекта отдачи необходим в случае процессов резонансного рассеяния или поглощения γ-квантов ядрами (см. *Мёссбауэра эффект*), здесь отдачей пренебрегаем.

Для изолированной системы момент кол-ва движения (угл. момент) — сохраняющаяся величина (интеграл движения). При переходе ядра из состояния $\mathcal{E}_n$ со спином I_n в состояние $\mathcal{E}_f$ со спином I_f излучаемый квант уносит угл. момент (в единицах $\hbar$), равный векторной разности $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{I}_n - \boldsymbol{I}_f$. Абс. величина L ограничена неравенствами («правило треугольника»):

$$|I_n + I_f| \geqslant L \geqslant |I_n - I_f|. \quad (1)$$

Согласно правилам квантования, L может принимать допустимые этими неравенствами значения, отличающиеся друг от друга на 1. Для фотона L — целое число, причём значение $L = 0$ строго запрещено (следствие поперечности эл.-магн. волн). При фиксированном L волновая ф-ция фотона может иметь разную чётность π_γ. Если $\pi_\gamma = (-1)^L$, то говорят об излучении электрич. типа (EL); если же $\pi_\gamma = (-1)^{L+1}$, то излучения наз. магнитным (ML). Число 2^L наз. мультипольностью Г.-и. Низшие мультиполи имеют собств. наименования: $E1$, $M1$ — электрич. и магн. диполи; $E2$, $M2$ — электрич. и магн. квадруполи; $E3$, $M3$ — электрич. и магн. октуполи (см. *Мультипольное излучение*; рис. 1). Чётность ядерной волновой ф-ции при эл.-магн. переходе с испусканием γ-кванта меняется в соответствии с равенством, выражающим закон сохранения чётности:

$$\pi_f = \pi_n \pi_\gamma, \quad (2)$$

где π_n — чётность начального состояния, π_f — конечного. Состояние ядра принято обозначать символом I^π.

Вероятность Г.-и. W зависит от начального и конечного ядерных состояний — от разности энергии и мультипольности γ-перехода. В большинстве случаев Г.-и. ядер имеет малые L ($E1$, $M1$, $E2$). Оно происходит за время $\sim 10^{-8}$—10^{-15} с в зависимости от $\hbar\omega$. В общем случае при $R/\lambda \ll 1$:

$$W \sim (R/\lambda)^{2L+1} \quad (3)$$

и, как правило, сравнимы вероятности $EL+1$ и ML. Правила отбора по угл. моменту и пространственной чётности допускают Г.-и. смешанной мультипольности. Напр., при $I_n^\pi = 2^+$, $I_f^\pi = 1^+$ возможна суперпозиция ($M1 + E2 + M3$).

Вероятность 2^L-польного перехода в единицу времени можно записать в виде

$$W(\Lambda L) = 8\pi \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} B(\Lambda L). \quad (4)$$

Здесь Λ указывает тип излучения ($\Lambda = E$, M), $B(L)$ для электрич. переходов пропорц. R^{2L}, для магнитных — $R^{2L}(v/c)^2$, где v — ср. скорость нуклонов в ядре. При этом, однако, B может существенно различаться для переходов одной и той же мультипольности вследствие структурных особенностей начальных и конечных состояний ядра. Чтобы выявить структурное подавление или усиление вероятности γ-перехода, удобно вместо $B(\Lambda L)$ рассматривать отношение $F(\Lambda L) = B(\Lambda L)/B_0(\Lambda L)$, где B_0 — масштабный фактор, определяемый выражением

$$B_0 = (2L+1)\frac{e^2}{4\pi}\left(\frac{3}{3+L}\right)^2 R^{2L} \times \left\{ \begin{array}{ll} 1 & \text{для } EL; \\ 10\left(\frac{\hbar}{mck}\right)^2 & \text{для } ML. \end{array} \right. \quad (5)$$

Здесь m — масса нуклона; радиус ядра R обычно принимается равным $1{,}2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, а $A \gg 1$ (рис. 2).

Если $F > 1$, то говорят об усилении (ускорении) перехода, если $F < 1$ — о подавлении (замедлении, торможении) перехода. Усиление или подавление γ-переходов может быть большим (напр., усиление

$\sim 10-10^3$ переходов $E2$ для ядер с $150<A<190$ и $A\geqslant 220$). Иногда это обусловлено несферичной формой ядер (см. *Деформированные ядра*) и коллективным характером уровней (см. *Коллективные возбуждения ядер*).

Сильная зависимость вероятности γ-перехода ядра от $\hbar\omega$ и L обусловливает явление изомерии, состоящее в том, что возбуждённое атомное ядро может иметь сравнительно большое время жизни $\tau \sim 10^{-9}$ с (см. *Изомерия ядерная*). Явление изомерии ядер, как правило, возникает, когда $L\geqslant 3$, а энергия перехода мала ($\hbar\omega \leqslant 1$ МэВ).

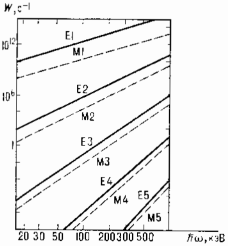


Рис. 2. Зависимость вероятности W гамма-излучения от энергии $\hbar\omega$ и мультипольности L перехода.

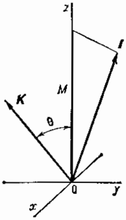


Рис. 3. Схема квантования вектора углового момента ядра на выделенную в пространстве ось oz, в направлении к-рой ориентируется или поляризуется спин ядра I.

В случае низкоэнергетич. переходов высокой мультипольности возрастает вероятность передачи энергии возбуждения ядра электрону (см. *Конверсия внутренняя*). Для таких переходов коэф. внутр. конверсии (отношение вероятностей внутр. конверсии и испускания γ-кванта) может быть $\gg 1$.

Г.-и. ориентированных ядер. Измерение угл. распределения γ-квантов, испускаемых поляризованными и выстроенными ядрами, позволяет получить данные о мультипольности переходов, а также о спинах и чётностях ядерных состояний. В силу квантования углового момента проекция M спина ядра I на выделенную в пространстве ось квантования oz пробегает значения от $M=-I$ до $M=+I$ с шагом $\Delta M=1$ (рис. 3). Если спины ядер ориентированы хаотично, то M распределены равномерно. Воздействуя на возбуждённое ядро внеш. магн. или электрич. полями (к-рые фиксируют ось oz), можно создать неравномерное распределение ядер по проекциям M спинов (см. *Ориентированные ядра*). Это распределение $a_M(I)$ в случае осевой симметрии можно характеризовать т. н. ориентац. параметрами $f_Q(I)$:

$$f_0(I)=\sum_{M=-I}^{M=+I} a_M(I)=1,$$

$$f_1(I)=\frac{1}{I}\sum_{M=-I}^{M=+I} Ma_M(I), \qquad (6)$$

$$f_2(I)=\frac{1}{I^2}\sum_{M=-I}^{M=+I} M^2a_M(I)$$

и т. д., где $Q\leqslant 2I$. Нечётные Q (1, 3, 5, . . .) характеризуют поляризацию ядер, чётные (2, 4, 6, . . .) определяют степень выстроенности спинов ядра. Если начальное и конечное состояния системы имеют одинаковые чётности (т. е. если чётность в ядерных взаимодействиях сохраняется), то излучаемые ориентированными ядрами относительно оси oz γ-кванты имеют угл. распределение, в к-рое входят только чётные Q:

$$W(\vartheta)=1+\sum_{Q=2,\,4,\,\ldots} b_Q f_Q(I_n)\,P_Q(\cos\vartheta). \qquad (7)$$

Здесь ϑ — угол относительно оси oz, $P_Q(\cos\vartheta)$ — полином Лежандра ранга Q, величины b_Q зависят от спинов начального (I_n) и конечного (I_f) состояний и мультипольности перехода L. Циркулярно поляризов. Г.-и. возникает, если в исходном ядерном состоянии отличен от 0, по крайней мере, один из параметров f_Q с нечётным Q (f_1, f_3, . . .), т. е. если есть поляризация.

Эффект несохранения пространственной чётности в ядерных взаимодействиях вносит поправку в эту картину: даже в случае неполяризов. ядер (все нечётные параметры f_1, f_3, . . . равны 0) Г.-и. оказывается циркулярно поляризованным. В угловое же распределение входят также нечётные f_Q. Напр., если только $f_1\neq 0$, то $W(\vartheta)=1+\alpha f_1\cos\vartheta$. Этот факт используется при исследовании эффектов несохранения чётности в ядерных силах (примеси слабых взаимодействий).

Прохождение Г.-и. через вещество. Наблюдение γ-квантов происходит в волновой зоне, т. е. на расстояниях r от излучающего ядра, существенно превышающих длину волны λ: $\lambda/r \ll 1$, поэтому проходящее в малый телесный угол Г.-и. можно рассматривать как плоскую волну с частотой ω, волновым вектором k и интенсивностью I или как параллельный пучок квантов с энергией $\hbar\omega$, импульсом $\hbar k$, интенсивностью I, задающей число квантов, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную к импульсу кванта $\hbar k$.

При прохождении Г.-и. через вещество происходит выбывание квантов из потока в результате взаимодействия с электронами и ядрами. Интенсивность пучка I уменьшается с увеличением толщины x по закону:

$$I(x)=I_0\exp(-\mu x). \qquad (8)$$

Здесь I_0 — интенсивность падающего на вещество потока фотонов, μ — коэф. поглощения Г.-и. В формировании μ определяющую роль играют 3 процесса: фотоэффект на электронной оболочке атома; комптоновское рассеяние квантов «свободными» электронами; рождение электрон-позитронной пары в электростатич. поле атомного ядра (при $\hbar\omega \geqslant 2m_ec^2$, m_e — масса электрона). Если N — число атомов в 1 см^3 среды, σ_i —

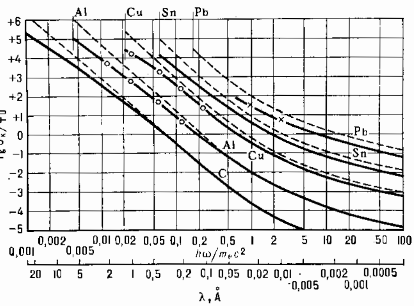


Рис. 4. Сечение фотоионизации заполненной K-оболочки атомов (учтён вклад двух электронов) в зависимости от энергии γ-кванта; пунктир — сечение, полученное в борновском приближении:

$$\sigma_K=\varphi_0\, 4\sqrt{2}\,\frac{Z^5}{(137)^4}\left(\frac{m_ec^2}{\hbar\omega}\right)^{7/2}.$$

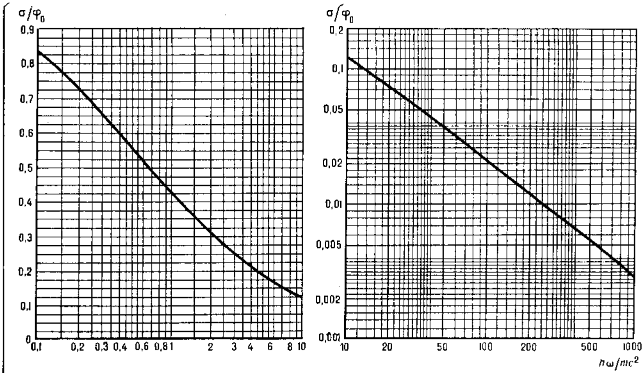


Рис. 5. Полное сечение комптоновского рассеяния кванта на свободном электроне σ/φ_0 как функция энергии γ-кванта.

сечения перечисленных процессов, отнесённые на 1 атом среды, то:

$$\mu = N \sum_{i=1,\,2,\,3} \sigma_i. \qquad (9)$$

В случае фотоэффекта γ-квант поглощается, а его энергия $\hbar\omega$ передаётся электрону, к-рый покидает атом с кинетич. энергией $T = \hbar\omega - \mathscr{E}_{\text{св}}$ ($\mathscr{E}_{\text{св}}$ — энергии связи электрона в атоме). Вблизи порога фотоионизации ($\hbar\omega \sim \mathscr{E}_{\text{св}}$) с ростом $\hbar\omega$ сечение фотоэффекта убывает

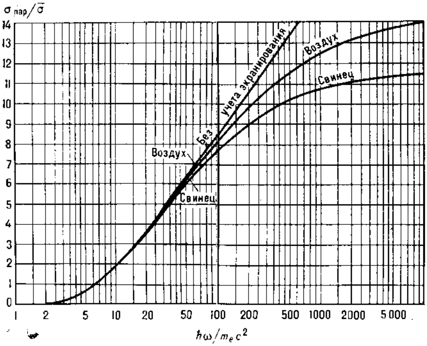


Рис. 6. Полное сечение рождения позитрон-электронной пары в зависимости от энергии γ-кванта.

как $(\hbar\omega)^{-7/2}$. При энергиях γ-квантов, превышающих $\mathscr{E}_{\text{св}}$ K-электронов, осн. вклад ($\sim 80\%$) в полное сечение фотоэффекта вносит K-оболочка, тогда как на долю заполненной L-оболочки приходится $\sim 16\%$, а вклад M-оболочки $\sim 4\%$. Сечение фотоионизации σ_K на K-оболочке атома для разных $\hbar\omega$ приведено на рис. 4 в виде зависимости $\lg(\sigma_K/\varphi_0)$ от $(\hbar\omega/m_e c^2)$, где $\varphi_0 = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 = 6{,}651 \cdot 10^{-25}$ см².

В отличие от фотоэффекта, в комптоновском рассеянии γ-кванта на слабосвязанных (квазисвободных) электронах происходит преобразование падающего пучка γ-квантов с исходной энергией $\hbar\omega$ в рассеянный поток γ-квантов с энергией $\hbar\omega'$, зависящей от угла рассеяния ϑ относительно направления первонач. кванта $\boldsymbol{k}$:

$$\hbar\omega'(\vartheta) = \hbar\omega\left[1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}(1 - \cos\vartheta)\right]^{-1}. \qquad (10)$$

Т. о., энергия рассеянного γ-кванта изменяется от $\hbar\omega$ при $\vartheta = 0°$ до $\hbar\omega' = \hbar\omega[1 + 2\hbar\omega/m_e c^2]^{-1}$ при $\vartheta = \pi$. Зависимость сечения комптоновского рассеяния квантов на свободном покоящемся электроне от энергии кванта приведена на рис. 5. При энергии $\hbar\omega$, существенно превышающей энергию связи K-электрона, полное сечение комптоновского рассеяния на атоме можно считать пропорц. числу электронов, т. е. заряду Z ядра для нейтральных атомов (см. *Комптона эффект*).

В процессе образования электрон-позитронной пары (e^-e^+) в кулоновском поле ядра, как и в случае фотоэффекта, γ-квант поглощается и его энергия распределяется гл. обр. между позитроном и электроном;

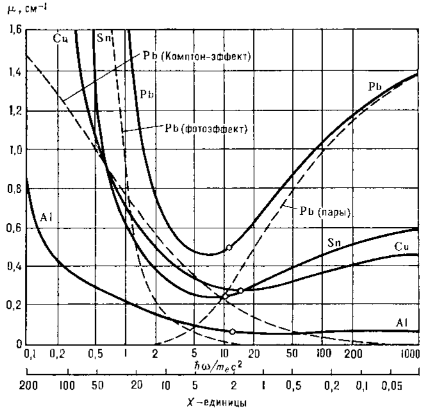


Рис. 7. Коэффициент поглощения гамма-излучения μ в зависимости от энергии кванта $\hbar\omega$. Для Pb приведено также поведение составляющих, обусловленных фотоэффектом, комптоновским рассеянием и эффектом рождения пары.

часть импульса передаётся ядру. Поэтому сечение рождения пары в поле атомного ядра пропорц. Z^2:

$$\sigma_{\text{пар}}/\bar{\sigma} \sim \hbar\omega/m_e c^2; \quad \bar{\sigma} = \frac{Z^2}{137}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2. \qquad (11)$$

Зависимость полного сечения рождения пары от энергии γ-кванта дана на рис. 6 для воздуха ($Z_{\text{эф}} = 7{,}2$) и Pb ($Z = 82$).

Относит. роль 3 осн. процессов поглощения γ-кванта в формировании коэф. μ зависит от Z и энергии γ-кванта $\hbar\omega$ (рис. 7). Наряду с осн. процессами, имеется ряд механизмов выбывания γ-квантов из потока: томсоновское упругое рассеяние на бесструктурном ядре, дельбрюковское упругое рассеяние на кулоновом поле ядра, комптоновское рассеяние на нуклонах ядра и поглощение в ядерных реакциях типа (γ, n), (γ, p), (γ, α). Последние наиб. существенны, особенно в области дипольного *гигантского резонанса* ($\hbar\omega\sim$ $\sim$10—20 МэВ). Для γ-квантов, энергии к-рых лежат в области этого резонанса, фотоядерный процесс может дать вклад порядка неск. % (10—5%) в μ (см. *Фотоядерные реакции*).

Лит.: Бета и гамма-спектроскопия, пер. с англ., М., 1959; Де Бенедетти С., Ядерные взаимодействия, пер. с англ., М., 1968; Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С., Основы экспериментальных методов ядерной физики, М., 1970; Горбачев В. М., Замятнин Ю. С., Лбов А. А., Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Справочник, М., 1976; Гусев Н. Г., Дмитриев П. П., Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. Справочник, М., 1977; их же, Радиоактивные цепочки. Справочник, М., 1978; Атлас спектров гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора, М., 1978. *Д. П. Гречухин.*

ГА́ММА-КВАНТ (γ) — *фотон* большой энергии (условно выше 100 кэВ). Г.-к. возникают, напр., при квантовых переходах в атомных ядрах, при нек-рых превращениях элементарных частиц (в частности, при аннигиляции электрон-позитронной пары в фотоны), тормозном и синхротронном излучении электронов высокой энергии.

ГА́ММА-ЛА́ЗЕР — источник когерентного эл.-магн. излучения γ-диапазона. Часто также используются сокращения «граэер» или «газер», являющиеся аббревиатурой англ. фразы «Gamma Ray Amplification by Stimulated Emission of Radiation» («усиление γ-излучения с помощью вынужденного излучения»). Пока генерация вынужденного излучения в γ-диапазоне не осуществлена. Получение генерации в рентг. и γ-диапазонах открыло бы новые перспективы в *рентгеновском структурном анализе*, ядерной физике (воздействие на течение ядерных реакций) и др.

Идея Г.-л. возникла в связи с появлением оптич. *лазера* и открытием *Мёссбауэра эффекта*. Открытие безотдачного излучения γ-квантов поставило вопрос о реализации вынужденного излучения системы возбуждённых ядер. Впервые на эту возможность указал Л. А. Ривлин в 1961. В 1961—65 одновременно и независимо несколько сов. и амер. групп физиков занимались разработкой схем Г.-л. на эффекте Мёссбауэра. Для создания активной среды предполагалось использовать радиохим. методы выделения долгоживущих ядерных изомеров с последующим введением их в кристалл (кристаллич. матрицу) или выращиванием из этих ядер активных кристаллов.

Для возникновения нарастающей лавины когерентных γ-квантов необходимо, во-первых, чтобы в среде было больше возбуждённых ядер, чем невозбуждённых, и, во-вторых, чтобы вероятность вынужденного излучения была выше вероятности поглощения или рассеяния γ-квантов ядрами среды. Т. о., возникшее в среде γ-излучение (в результате спонтанного распада отд. ядер) будет усиливаться, если концентрация возбуждённых ядер превышает нек-рое пороговое значение N^*, определяющееся из условия равенства коэф. μ резонансного вынужденного излучения (коэф. квантового усиления) и коэф. δ нерезонансных потерь энергии:

$$\mu=\delta. \tag{1}$$

Коэф. усиления μ определяется ф-лой:

$$\mu=\frac{\lambda^2}{2\pi}\,\frac{\hbar}{\Gamma\tau}\,\frac{\beta}{1+\alpha}\,N. \tag{2}$$

Здесь λ — длина волны γ-излучения, Г — спектральная ширина резонансного перехода ядра в кристалле, τ — время жизни ядра в изомерном состоянии, α — коэф. *конверсии внутренней*, β — т. н. коэф. ветвления, учитывающий возможность перехода ядра на др. уровни, лежащие выше нижнего рабочего, если генерация идёт с более высоких уровней, чем первый возбуждённый (β=1, если генерация идёт с первого возбуждённого уровня ядра). Нерезонансные потери в области энергий γ-квантов, при к-рых вероятность эффекта Мёссбауэра велика, определяются в осн. фотоэффектом, т. е. процессом, при к-ром атом поглощает γ-квант и испускает электрон. Для лёгких матриц $\delta\approx10$ см$^{-1}$. Полагая в (2) λ=1 Å, $\alpha\approx\beta\approx1$, получим для N^* след. выражение:

$$N^*\,(\text{см}^{-3})=1{,}3\cdot10^{17}\,\Gamma\tau. \tag{3}$$

Т. о., при естеств. ширине линии Гτ=1 критич. плотность возбуждённых изомерных ядер составляет незначит. часть плотности атомов в твёрдом теле ($\sim10^{23}$ атом/см^3). Из (3) видно, что немёссбауэровский вариант γ-лазера практически невозможен. Действительно, для ядер со ср. ат. номерами Z доплеровское уширение линии $\Gamma_D\simeq10^{13}$ с$^{-1}$. Следовательно, согласно (3), пороговая плотность изомерных ядер выходит за пределы плотности твёрдого тела уже при $\tau=10^{-7}$ с.

С ростом энергии γ-квантов вероятность безотдачного излучения резко падает. Вероятность эффекта Мёссбауэра близка к 1 только при значениях энергии перехода $\hbar\omega\approx150$ кэВ. Это ограничивает верх. значение величины энергии γ-квантов, достижимое в γ-лазере на ядерных переходах. Ниж. значение энергии радиац. переходов ядер, пригодных для генерации γ-излучения, определяется быстрым ростом сечения фотоэффекта с уменьшением энергии γ-квантов. Поэтому область пригодных энергий радиац. переходов ядер определяется неравенствами: 10 кэВ $<\hbar\omega<$ $<$150 кэВ.

Предложенные модели γ-лазера на ядерных переходах можно разделить на две группы: Г.-л. на короткоживущих ($\tau\leqslant10^{-5}$ с) и долгоживущих ($\tau\gg$ $\gg10^{-5}$ с) изомерах. Граничное значение $\tau=10^{-5}$ с обусловлено тем, что при $\tau\leqslant10^{-5}$ с ширина мёссбауэровской линии γ-перехода близка к естеств. ширине, когда $\Gamma\tau\approx1$. При $\tau\gg10^{-5}$ с ширина линии не зависит от времени жизни и равна приблизительно 10^5 Гц, следовательно, $\Gamma\tau\gg1$ (рис. 1). Последнее обстоятельство и определило осн. трудности первых моделей γ-лазера на долгоживущих изомерах.

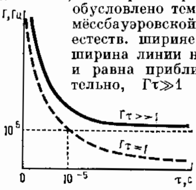


Рис. 1. Зависимость ширины Г линии мёссбауэровского излучения от времени жизни изомера τ; пунктирная кривая соответствует естественной ширине линии, сплошная линия — результат экспериментов.

Неизбежные нарушения правильности (идеальности) кристаллич. решётки, хим. и квадрупольные сдвиги приводят к уширению линий γ-резонанса. Кроме того, причиной уширения линии, неустранимой даже в идеальных кристаллах, является магн. диполь-дипольное взаимодействие ядер, т. к. спины возбуждённых и невозбуждённых ядер различны, а координаты ядер, высветившихся в процессе генерации, случайны.

Значит. прогресс в разработке схем Г.-л. на долгоживущих изомерах был достигнут благодаря работам Р. В. Хохлова с сотрудниками, к-рые предложили применить методы ЯМР-спектроскопии (см. *Ядерный магнитный резонанс*) твёрдых тел для сужения линии γ-резонанса. Использование специально подобранных последовательностей радиочастотных импульсов с частотой, соответствующей переходам между магн. подуровнями рабочих уровней ядер, позволяет подавить эти механизмы уширения линии. (Быстрая переориентация ядер радиочастотным полем ослабляет диполь-дипольное взаимодействие, усредняя его величину, имеющую разл. знак при разл. ориентации спинов. Одновременно ослабляется магн. взаимодействие ядер с соседними атомами и взаимодействие электрич. квадрупольных моментов ядер с внутрикристаллич. электрич. полями.) Аналогично подавляется т. н. хим. сдвиг. Т. о., искусств. сужение линии γ-резонанса позволяет приблизиться к созданию Г.-л. на долгоживущих изомерах.

В схемах на короткоживущих изомерах (В. И. Гольданский, Ю. М. Каган) осн. проблема — механизм возбуждения (накачка) ядер. Накачка должна быть интенсивной и селективной. Эффективно возбуждая рабочие ядра, она должна минимально возмущать состояние решётки кристалла. Наиб. близки к выполнению указанных требований след. виды возбуждения ядер: захват тепловых нейтронов (см. *Радиационный захват*), радиац. возбуждение (*синхротронным излучением, характеристическим излучением, рентгеновским излучением* и др.), а также возбуждение пучком заряж. частиц.

Исследовалась также возможность совмещения преимуществ двух схем: некритичности параметров накачки в схеме на долгоживущих изомерах и малости произведения Гτ в схеме на короткоживущих изомерах. Это можно, напр., осуществить при наличии двух близко лежащих ядерных уровней с разл. временами жизни и энергетич. разницей, соответствующей энергии кванта оптич. или УФ-лазера, к-рый может стимулировать переход с долгоживущего ядерного подуровня на короткоживущий. Т. о., накачка осуществляется на долгоживущем переходе, а генерация — на короткоживущем. Такая схема аналогична традиц. лазерной трёхуровневой схеме с той разницей, что в последней накачивается широкий короткоживущий уровень, а генерация идёт на более долгоживущем узком переходе.

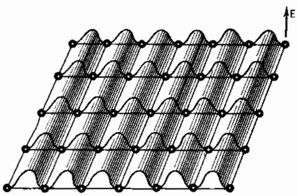


Рис. 2. Волновая картина в кристалле, характеризующая обращение в 0 электрического поля E в точках расположения атомов для брэгговски связанных мод.

Из-за низкой отражательной способности материалов в γ-диапазоне традиц. схема *оптических резонаторов* непригодна. Однако возможно использование аномально низкого поглощения γ-излучения по определённым направлениям в кристалле, для к-рых выполняется *Брэгга — Вульфа условие* (эффект Бормана). В этих направлениях происходит сильное отражение от атомных плоскостей кристалла. В результате в кристалле распространяются 2 плоские волны под углом друг к другу и напряжённость интерференц. электрич. поля в узлах решётки равна 0 (рис. 2). Поэтому γ-кванты не теряют энергию на вырывание электронов и резко понижается вероятность поглощения γ-квантов. Однако одновременно с этим понижается и величина коэф. усиления (подавление неупругих каналов ядерных реакций). Тем не менее использование ядерных переходов мультипольности выше, чем $E1$, даёт результирующий выигрыш. Играет роль и форма кристалла. В иглообразном кристалле возникают моды с устойчивой поперечной конфигурацией, для которых поглощение мало, как и для плоских волн в условиях эффекта Бормана. Излучение с боковых граней очень мало (рис. 3), т. к. интенсивность поля для слабозатухающей моды у граней кристалла незначительна.

Генерация когерентного γ-излучения возможна также при вынужденной аннигиляции электронно-позитронных пар, при взаимодействии высокоэнергетич. встречных пучков заряж. частиц с пространственно периодич. структурами (напр., распространение релятивистских пучков в кристаллах).

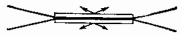


Рис. 3. Волновая картина поля в иглообразном кристалле в условиях эффекта Бормана; излучение с боковых граней мало.

Выше в качестве механизма генерации когерентного γ-излучения рассматривался процесс вынужденного излучения. Известен и др. механизм, а именно т. н. сверхизлучение, когда когерентность испущенных фотонов является следствием корреляции состояний отдельных ядер — излучателей. Было показано, что при радиац. распаде системы возбуждённых ядер режим сверхизлучения более вероятен. Поскольку пороговое значение плотности возбуждённых ядер для режимов сверхизлучения и вынужденного излучения определяется одним и тем же условием, то осн. проблемы и пути их решения одинаковы для обоих подходов.

Лит.: Ильинский Ю. А., Проблема гамма-лазера, «Природа», 1978, № 9; Baldwin G. C., Solem J. C., Gol'danskii V. I., Approaches to the development of gamma-ray lasers, «Rev. Mod. Phys.», 1981, v. 53, № 4, pt 1, p. 687.
А. В. Андреев.

ГА́ММА-СПЕКТРО́МЕТР, прибор для измерения энергии γ-квантов и интенсивности γ-излучения. Регистрация и измерение энергии γ-квантов в большинстве случаев связаны с наблюдением электронов или электрон-позитронных пар, возникающих при взаимодействии *гамма-излучения* с веществом в процессах комптоновского рассеяния, фотоэлектрич. поглощения и образования пар. Различия в зависимостях эффективных сечений этих процессов от энергии γ-квантов, а также от ат. номеров Z элементов, входящих в состав вещества детектора, обусловливают выбор наиб. эффективного для данной области энергии γ-квантов метода их регистрации и определения энергии. Осн. частью Г.-с. является детектор γ-квантов. В нек-рых *детекторах* ф-ции регистрации фотонов совмещена со спектрометрич. ф-цией, т. е. они сами могут служить Г.-с. Сюда относятся сцинтилляц. и полупроводниковые детекторы, пропорц. счётчики, ионизац. камеры. В других, более сложных Г.-с. эти ф-ции разделены. К таким приборам относятся кристалл-дифракц. Г.-с., магн. спектрометры, а также применяемые для спектрометрии γ-квантов высокой энергии пузырьковые камеры.

Основные характеристики Г.-с.—разрешающая способность и эффективность. Под разрешающей способностью обычно понимается величина $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$, где $\mathcal{E}$ — энергия регистрируемых моноэнергетичных γ-квантов, а $\Delta\mathcal{E}$ — ширина измеренной данным Г.-с. γ-линии на половине её высоты. Иногда в литературе в качестве меры разрешающей способности указывают просто абс. величину $\Delta\mathcal{E}$. Эффективностью Г.-с. наз. выраженная в % доля, к-рую составляют зарегистрированные прибором γ-кванты данной энергии от общего числа γ-квантов, попадающих в детектор Г.-с. Для одного и того же Г.-с. эффективность обычно сильно зависит от энергии γ-квантов. Иногда Г.-с. характеризуют светосилой, под которой понимается отношение числа зарегистрированных за определённое время γ-квантов к общему их числу, испущенному источником за то же время.

Ниже порога рождения пар (1,022 МэВ) регистрация γ-квантов ведётся по комптоновским и фотоэлектронам. В области совсем малых энергий (десятки кэВ) осн. роль играет фотоэффект. При высоких энергиях гл. процессом взаимодействия γ-лучей с рабочим веществом детектора является образование пар.

Сцинтилляционный Г.-с. представляет собой комбинацию *фотоэлектронного умножителя* (ФЭУ) и *сцинтиллятора*, в к-ром под действием электронов, создаваемых γ-лучами, образуется кратковрем. вспышка света — сцинтилляция, преобразуемая в ФЭУ в электрич. сигнал; амплитуда сигнала импульса пропорциональна энергии электрона (см. *Сцинтилляционный детектор*). *Амплитудный анализатор* позволяет получить амплитудный спектр импульсов. Для спектрометрии γ-квантов с энергией до неск. МэВ чаще всего применяются сцинтилляторы из NaI, активированного Tl. Это вещество отличается достаточно большой плотностью (3,67 г/см^3) и сравнительно высоким ср. ат. номером, что обеспечивает высокую эффективность

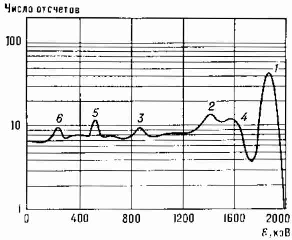


Рис. 1. Амплитудный спектр импульсов от сцинтилляционного гамма-спектрометра с кристаллом NaI(Tl) диаметром и высотой ~76 мм, облучаемого γ-квантами с энергией 1,92 МэВ.

регистрации γ-квантов. Разрешающая способность сцинтилляц. Г.-с. $\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E}\sim 4-5\%$ при $\mathscr{E}\approx 1{,}3$ МэВ и изменяется с энергией приблизительно как $\mathscr{E}^{-1/2}$.

В спектре, полученном с помощью сцинтилляц. Г.-с., можно видеть т. н. пик полного поглощения (рис. 1). В него дают вклады все процессы, в результате к-рых энергия γ-кванта целиком поглощается в кристалле: фотоэлектрич. поглощение, к-рому сопутствует поглощение испущенных рентг. квантов (см. *Фотоэффект*); образование пар, сопровождающееся поглощением обоих γ-квантов, возникающих при аннигиляции пары позитрон-электрон; комптоновское рассеяние с поглощением рассеянного кванта (см. *Комптона эффект*). Во всех этих случаях должны поглощаться также все рентг. кванты, связанные со всеми процессами фотоэлектрич. поглощения. Энергия, соответствующая пику полного поглощения, и есть энергия γ-кванта.

В спектре видны также пики, соответствующие процессам образования пар в сцинтилляторе, сопровождающимся вылетом из него одного (*2*) или двух (*3*) аннигиляц. γ-квантов. Комптоновское рассеяние γ-лучей в сцинтилляторе приводит к возникновению сплошного спектра, заканчивающегося со стороны высоких энергий характерным уступом (*4*), соответствующим верх. границе энергетич. распределения комптоновских электронов. Пики *5* и *6* связаны с аннигиляц. квантами и излучением, рассеянным окружающими предметами. Иногда в сцинтилляц. Г.-с. можно увидеть т. н. пики вылета, соответствующие фотоэлектронам и одноврем. вылету из кристалла рентг. квантов *K*-серии, следующих за фотопоглощением γ-квантов. Соотношение интенсивностей всех перечисленных пиков зависит от энергии γ-квантов, а также от размеров и формы сцинтиллятора.

Полупроводниковый Г.-с. Всё сказанное выше о форме спектра импульсов сцинтилляц. Г.-с. относится и к др. видам Г.-с., среди к-рых важную роль играют полупроводниковые Г.-с. В монокристалле *полупроводника* создаётся область, обеднённая осн. носителями заряда. Под действием электронов, образуемых γ-квантами, в этой области возникают электронно-дырочные пары. С помощью приложенного электрич. поля электроны и дырки выводятся из обеднённой области. Возникающий в результате этого электрич. импульс усиливается и регистрируется амплитудным анализатором. При этом амплитуда импульса, пропорциональная энергии электрона и энергии γ-кванта, определяется по пику полного поглощения (см. *Полупроводниковый детектор*).

Поскольку на образование одной пары носителей заряда требуется, по крайней мере, в 100 раз меньше энергии (2,8 эВ в кристалле Ge), чем затрачивается в сцинтилляц. счётчике на получение одного фотоэлектрона с фотокатода ФЭУ, то разрешающая способность полупроводникового Г.-с. оказывается гораздо более высокой, чем у сцинтилляц. Г.-с. Для спектрометрии γ-квантов с энергией порядка неск. МэВ в осн. применяются работающие при темп-ре жидкого азота германиевые детекторы двух типов: детекторы, в к-рых обеднённая область создана внедрением ионов Li в кристалл Ge с проводимостью *p*-типа, и детекторы из сверхчистого Ge. Полупроводниковые Г.-с. дают возможность получить $\Delta\mathscr{E}\approx 1{,}7-2$ кэВ при $E=1{,}33$ МэВ. В области малых энергий γ-квантов применяются небольшие по объёму детекторы из сверхчистого Ge и Ge, в к-ром обеднённая область создана предварительным интенсивным γ-облучением (т. н. радиац. детекторы), а также детекторы из Si с внедрённым Li. При энергиях γ-квантов ~6 кэВ в таких Г.-с. достигнуты ширины линий $\Delta\mathscr{E}\sim 150-200$ эВ, а при $\mathscr{E}\sim 60$ кэВ $\Delta\mathscr{E}\sim 350-400$ эВ.

По эффективности полупроводниковые Г.-с. значительно уступают сцинтилляционным с кристаллами NaI(Tl). Германиевые детекторы объёмом ~30 см^3 имеют эффективность регистрации γ-квантов с энергией 1,33 МэВ, определённую по площади пика полного поглощения, порядка 2—3% (рис. 2). Больший

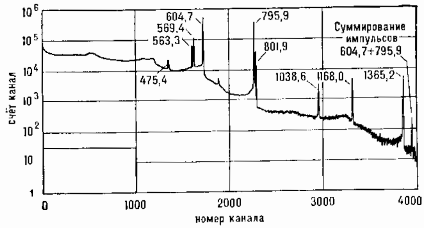


Рис. 2. Амплитудный спектр импульсов от полупроводникового γ-спектрометра с коаксиальным Ge(Li)-детектором (рабочий объём 38 см^3), облучаемого γ-квантами радионуклида ^{134}Cs. По оси ординат — число отсчётов на канал анализатора; цифры над пиками указывают энергии γ-квантов в кэВ.

объём кристалла даёт бо́льшую эффективность (существуют германиевые детекторы с рабочим объёмом 100—120 см^3 и более).

Другие Г.-с. для малых энергий γ-квантов. В области энергий γ-квантов $\mathscr{E}\sim 100$ кэВ иногда применяются газовые *пропорциональные счётчики*, наполненные Ar или Kr. По разрешающей способности они уступают полупроводниковым Г.-с., но существенно превосходят сцинтилляц. Г.-с.

Магн. Г.-с., основанные на измерении энергии комптоновских электронов или электронно-позитронных пар, создаваемых γ-квантами в тонком радиаторе, игравшие важную роль в прошлом, применяются редко, их вытесняют полупроводниковые Г.-с., не уступающие им по разрешающей способности, но значительно превосходящие их по эффективности. Однако магнитные спектрометры сохранили своё значение в качестве спектрометров электронов внутр. конверсии γ-лучей (см. *Конверсия внутренняя*, *Бета-спектрометр*) и др. экспериментах. Лучшие приборы этого типа имеют разрешающую способность 0,03% при светосиле 0,05% [1].

К р и с т а л л - д и ф р а к ц. Г.-с. применяются в осн. при низких энергиях γ-квантов. Эти приборы отличаются особенно высокой точностью измерения энергии и по принципу действия аналогичны рентг. спектрометрам (см. *Спектральная аппаратура рентгеновская*). С целью повышения светосилы в нек-рых из них применяют изогнутые кристаллы, позволяющие дифрагировавшим γ-лучам собираться в фокусе спектрометра, куда помещается детектор. На рис. 3 показана схема спектрометра с изогнутым кристаллом. Аппаратурные ширины линий у подобного рода Г.-с. составляют примерно 20 эВ при энергиях γ-квантов в неск. сотен кэВ. Абс. же значения энергии в максимуме определяются с очень малой относит. погрешностью порядка 10^{-7}—10^{-6} [2]. Получить такую высокую точность оказалось возможным благодаря тщательному предварительному измерению межплоскостного расстояния для монокристалла. Недостатком кристалл-дифракц. спектрометров является их малая светосила ($\leqslant$0,1% для спектрометров с изогнутым кристаллом).

Рис. 3. Схема дифракционного гамма-спектрометра с изогнутым кристаллом: *1* — источник γ-квантов; *2*, *4* — щелевые коллиматоры; *3* — упругоизогнутый кристалл кварца; *5* — детектор.

Г.-с. для γ-квантов высоких энергий. Методы, применяемые для спектроскопии γ-квантов высоких энергий, сильно отличаются от перечисленных. Существуют Г.-с., основанные на регистрации черенковского излучения от электронно-фотонных ливней, вызываемых γ-квантами высокой энергии в радиаторах из достаточно тяжёлого прозрачного вещества, напр. свинцового стекла (см. *Черенковский счётчик*). Размеры подобного радиатора выбираются так, чтобы в нём уложились пробеги всех электронов и позитронов ливня, для чего продольный размер должен быть порядка десяти радиац. длин, а поперечный размер должен превосходить поперечную расходимость ливня.

В физике высоких энергий в качестве Г.-с. используются также *пузырьковые камеры* [3]. Энергии γ-квантов определяются по энергиям пар, образованных в рабочем веществе камеры. В камерах с лёгкими жидкостями (водород, гелий, пропан), помещёнными в магн. поле, удаётся измерить энергию пары по кривизне нач. участков треков электрона и позитрона, поскольку радиац. длина в этих жидкостях велика и, по крайней мере, в начале треков общие радиац. потери энергии ещё малы. В камерах с тяжёлыми жидкостями (напр., с Xe) радиац. длина мала и в большинстве случаев ливень развивается в пределах объёма камеры. В этом случае энергию ливня, а значит, и первичного γ-кванта можно определить по сумме пробегов всех заряж. частиц в ливне. Эта процедура, однако, пригодна лишь до энергий γ-квантов ~10 ГэВ.

Лит.: 1) Л ю т ы й И. Н. и др., Стабилизация формы магнитного поля железного β-спектрометра $\pi\sqrt{2}$ с использованием нутационных датчиков, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1970, т. 34, с. 828; 2) А л е к с е е в В. Л. и др., Улучшение основных параметров 4-метрового кристалл-дифракционного гамма-спектрометра по Кошуа, в кн.: Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л., 1981, с. 614; 3) С т р у г а л ь с к и й З. С., Измерение энергий гамма-квантов и электронов в пузырьковых камерах, Дубна, 1972; см. также лит. при ст. *Гамма-спектроскопия*.

А. В. Давыдов.

ГА́ММА-СПЕКТРОСКОПИ́Я — раздел ядерной физики, посвящённый исследованиям энергетич. спектров *гамма-излучения*. К этой же области принято относить исследования разл. ядерных и атомных процессов, связанных с испусканием, поглощением и рассеянием γ-квантов. На основании измерения таких характеристик, как относительные интенсивности наблюдаемых γ-линий, угл. распределения γ-квантов, угл. корреляции последовательно испускаемых γ-квантов, поляризации γ-лучей, коэф. *конверсии внутренней*, вероятности *кулоновского возбуждения ядер* заряж. частицами, сечения резонансного поглощения γ-лучей и т. д., удаётся получать информацию о *спинах* и *чётностях* основных и возбуждённых состояний ядер, ширинах возбуждённых уровней, магн. дипольных и электрич. квадрупольных моментах ядер в разл. состояниях, мультипольностях переходов между ядерными уровнями. Спектры γ-лучей дают основные сведения, необходимые для построения схем энергетических уровней ядер. О методах регистрации и измерения энергии γ-квантов см. в ст. *Гамма-спектрометр*.

Для получения данных о спинах уровней ядер, мультипольностях переходов, электрич. и магн. моментах возбуждённых ядер используется метод исследования угл. корреляций γ-квантов, последовательно испускаемых в каскаде следующих друг за другом переходов между ядерными уровнями. С помощью двух или большего числа спектрометрич. *детекторов*, включённых в схему отбора совпадающих во времени актов регистрации γ-квантов, измеряется зависимость числа таких событий от угла между направлениями вылета соответствующих γ-квантов из источника (см. *Совпадений метод*). Если при этом разрешающее время схемы совпадений значительно больше ср. времени τ жизни ядер в промежуточном состоянии, то измеренная угл. корреляция наз. интегральной по времени. В этом случае детектор, регистрирующий 2-й γ-квант, не различает акты γ-распада возбуждённых ядер по их времени жизни и все они суммируются. Соответствующая *корреляционная функция* для угл. γ — γ-корреляции имеет вид:

$$W(\vartheta) = 1 + \sum_k A_k P_k(\cos\vartheta). \qquad (1)$$

Здесь ϑ — угол между направлениями вылета γ-квантов, $P_k(\cos\vartheta)$ — k-й полином Лежандра, A_k — коэф., зависящие от спинов I состояний, между к-рыми происходят ядерные переходы, и от т. н. параметров смешивания мультиполей в каждом из переходов, под к-рыми понимаются отношения амплитуд электрич. мультиполя порядка $L:E(L)$ и магн. мультиполя порядка $L-1:M(L-1)$. В частности, при спинах промежуточных состояний ядер, равных 0 или $^1/_2$, угл. корреляция отсутствует, т. е. $W(\vartheta)=\text{const}$ (см. *Угловые распределения и угловые корреляции*). Однако по угл. γ—γ-корреляции нельзя отличить чисто электрич. переход от магнитного. Чтобы сделать это, надо знать чётности состояний, между к-рыми происходит переход.

Если исследуемые ядра находятся в магн. или неоднородном электрич. полях, то корреляционная картина искажается; происходит возмущение интегральной угл. корреляции. В случае магн. поля, перпендикулярного плоскости распространения наблюдаемых γ-квантов, это возмущение проявляется в повороте корреляционной картины на угол

$$\Delta\vartheta \approx \frac{\mu H}{I\hbar}\tau. \qquad (2)$$

Здесь μ — магн. момент ядра, I — спин в возбуждённом состоянии, H — напряжённость магн. поля. Ф-ла (2) справедлива для $\Delta\vartheta/\vartheta \ll 1$. Поворот сопровождается ослаблением анизотропии этой картины. Действие неоднородного электрич. поля сказывается лишь в ослаблении анизотропии корреляц. картины без её поворота. Степень этого ослабления зависит от произведения *квадрупольного электрического момента ядра* на градиент напряжённости электрич. поля. Аналогичные эффекты могут наблюдаться и при исследованиях возмущённых угл. распределений резонансно рассеянных γ-квантов и γ-квантов, испускаемых ядрами после кулоновского возбуждения.

Если время жизни ядер в промежуточном возбуждённом состоянии больше разрешающего времени схемы совпадений, то может быть измерена дифференц. по времени угл. γ—γ-корреляция. Соответствующий эксперимент состоит в измерении числа γ—γ-совпадений при фиксированном угле разлёта γ-квантов в зависимости от промежутка времени между регистрацией первого и второго квантов [1].

Хотя исследование невозмущённых угл. γ — γ-корреляций даёт возможность измерять параметры смешивания мультиполей в ядерных переходах, однако чаще для изучения мультипольности γ-переходов используют процесс внутр. конверсии гамма-лучей (см. *Конверсия внутренняя*). Измеряя абс. величины коэф. внутренней конверсии или (что в ряде случаев может быть проще) отношения коэф. внутренней конверсии γ-лучей на разных электронных оболочках и подоболочках атомов, можно определить мультипольности соответствующих переходов, сравнивая измеренные величины с теоретически вычисленными табулированными значениями [2].

Чётности состояний ядер определяют по зависимости степени линейной поляризации γ-лучей от угла ϑ между направлениями их вылета [1]. Для измерения линейной поляризации можно использовать зависимость дифференц. сечения комптоновского рассеяния γ-квантов от угла между плоскостью рассеяния и плоскостью поляризации первичного пучка γ-квантов [3]. Комптоновские поляриметры обычно состоят из двух детекторов, в первом из к-рых происходит акт комптоновского рассеяния, а во втором (включённом в схему совпадений с первым) регистрируется рассеянный γ-квант. Азимутальная анизотропия рассеянного γ-излучения определяется поляризацией исходного излучения.

Простейший комптоновский поляриметр [4] представляет собой *полупроводниковый детектор* в виде

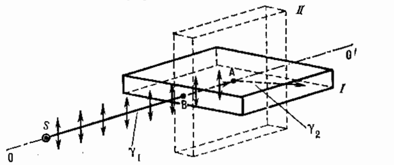


Схема действия полупроводникового γ-поляриметра: S—источник линейно поляризованных γ-лучей; OO'— ось пучка γ-квантов. Стрелками обозначена плоскость поляризации (E). Первичный γ-квант γ_1 попадает в детектор вблизи точки B и испытывает комптоновское рассеяние в точке A. Наиболее вероятное положение плоскости рассеяния, в которой движется рассеянный квант γ_2, перпендикулярно плоскости поляризации первичных фотонов. Поглощение рассеянного кванта в детекторе наиболее вероятно, когда пластинка находится в положении I, и наименее вероятно в положении II.

тонкой плоскопараллельной пластинки (рис.). Пучок исследуемых γ-лучей направляется на узкую грань пластинки. Если плоскость пластинки перпендикулярна плоскости поляризации γ-лучей (в плоскости поляризации лежит электрич. вектор E электромагн. волны), то число отсчётов в пике полного поглощения будет максимально возможным, т. к. сечение комптоновского рассеяния максимально для направления, перпендикулярного плоскости поляризации первичных γ-лучей, и при данном расположении пластинки вероятность поглощения рассеянного кванта в веществе детектора гораздо больше, чем в случае, когда пластинка повёрнута на 90° относительно рассматриваемого положения. В последнем случае комптоновски рассеянные γ-кванты будут с большой вероятностью вылетать из детектора через широкую грань. Такой детектор особенно удобен для качественных опытов по определению положения плоскости поляризации.

Для измерения циркулярной поляризации γ-лучей в большинстве случаев применяются два метода: исследуемое γ-излучение пропускается сквозь намагниченный ферромагнитный фильтр и измеряется зависимость интенсивности прошедшего излучения от направления намагниченности фильтра; изучается зависимость интенсивности комптоновского рассеяния γ-лучей намагниченным ферромагнитным веществом от направления намагниченности рассеивателя [5]. С помощью измерений угл. γ — γ-корреляций при одновременном определении циркулярной поляризации γ-лучей выполнено большое число работ по изучению несохранения пространственной чётности в *слабых взаимодействиях* [5]. Опыты по измерению циркулярной поляризации γ-лучей, испускаемых возбуждёнными неполяризованными ядрами [6], подтвердили полученные ранее др. методами выводы о существовании малой примеси несохраняющего пространственную чётность потенциала к ядерным взаимодействиям.

Ширины Γ ядерных уровней связаны со ср. временами τ жизни ядер в возбуждённых состояниях. Наиб. распространёнными способами определения ширин являются измерение полных сечений процессов кулоновского возбуждения ядер ускоренными протонами, He^+ или многозарядными ионами более тяжёлых элементов [7], а также измерение полных сечений резонансного поглощения и резонансного рассеяния γ-лучей [8]. С этими сечениями ширины уровней связаны сравнительно простыми соотношениями. Ср. время жизни ядер в возбуждённом состоянии можно определить, непосредственно измерив временной ход высвечивания возбуждённых ядер. Для этого применяются два включённых в схему совпадений детектора, один из к-рых регистрирует излучение, предшествующее образованию исследуемого возбуждённого состояния (α-, β- или γ-излучение или электрон внутр. конверсии γ-лучей), а второй — γ-квант (или конверсионный электрон), посредством испускания к-рого происходит распад возбуждённого состояния. Измеряется зависимость числа совпадений от времени задержки между приходом сигналов от первого и второго детекторов. Эта зависимость даётся экспоненциальным законом:

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau} \tag{3}$$

(I_0 — число совпадений в единицу времени при нулевой задержке). Сравнение ф-лы (3) с экспериментом позволяет найти τ, а значит, и Γ.

Лит.: 1) Фрауэнфельдер Г., Стеффен Р., Угловые корреляции, в кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 3, М., 1969; 2) Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-излучения на K- и L-оболочках, в кн.: Гамма-лучи, М.— Л., 1961; [То же на M-оболочке], там же, с. 464; 3) Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц, сост.-ред. Л.-К.-Л. Юан, Ву Цзянь-сюн, пер. с англ., М., 1965, с. 165—70; 4) Owen G. E., Lee J. K., Gamma ray polarimeters with Ge-Li-detectors, «Nucl. Instr. and Meth.», 1970, v. 82, p. 173; 5) Schopper H., Measurement of circular polarization of γ-rays, «Nucl. Instr.», 1958, v. 3, p. 158; 6) Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А., Нарушение пространственной чётности в ядерных взаимодействиях, «УФН», 1976, т. 118, с. 141; 7) Изучение структуры ядра при кулоновском возбуждении ионами, в кн.: Деформация атомных ядер, пер. с англ., М., 1958; 8) Джелепов Б. С., Резонансное рассеяние γ-лучей на ядрах, «УФН», 1957, т. 62, с. 3; 9) Эстулин И. В., Петушков А. А., Круговая поляризация γ-квантов, испускаемых атомными ядрами вслед за β-распадом, там же, 1964, т. 82, с. 253.

А. В. Давыдов.

ГАННА ДИОД (по имени Дж. Б. Ганна, J. B. Gunn) — двухэлектродный полупроводниковый прибор без p — n-перехода, в к-ром для генерации или усиления эл.-магн. колебаний используется *Ганна эффект*. Наиб.

применение получили генераторы Ганна. Осн. элемент генератора, как правило, представляет собой диск (толщиной $l \sim 1,5$—10 мкм и диаметром $d \sim 20$—150 мкм), вырезанный из монокристаллов GaAs или InP. На противоположные стороны диска наносятся металлич. контакты. Г. д. служит активным элементом цепи СВЧ. Чаще всего такой цепью служит *объёмный резонатор*. В зависимости от амплитуды и частоты колебаний поля в резонаторе генератор Ганна может работать в пяти режимах: пролётном, гашения, запаздывания, гибридном и в т. н. ОНОЗ-режиме (ограниченного накопления объёмного заряда). В первых трёх режимах период колебаний поля в резонаторе сравним с временем пролёта домена Ганна от катода до анода. В гибридном режиме период колебаний поля сравним с периодом формирования домена и, как правило, значительно меньше, чем пролётное время. В ОНОЗ-режиме период колебаний значительно меньше времени формирования домена Ганна.

Рабочие частоты генераторов Ганна ~10—120 ГГц, кпд ~ 2—10%. Мощность, генерируемая в непрерывном режиме, ~ 200 мВт, в импульсном режиме порядка 200 Вт на частоте ~ 10 ГГц и ~5 Вт на частоте ~ 60 ГГц. Уровень шума выше, чем у генераторов на *полевых транзисторах*, но существенно ниже, чем у генераторов на лавинно-пролётных диодах.

Осн. применение генераторов на Г. д.— гетеродины радиолокац. приёмников, генераторы маломощных радиолокац. передатчиков, задающие генераторы в схемах умножения частоты. Логич. приборы на основе Г. д. перспективны вследствие малого времени срабатывания (~ 10 пс на ячейку), их применение ограничено относительно высоким уровнем потребляемой мощности.

Часто к Г. д. относят более широкий класс приборов, к-рые правильнее было бы называть приборами на междолинном электронном переходе (см. *Многодолинные полупроводники*). В них используются свойства не домена Ганна, а др. неустойчивостей, возникающих в полупроводниках в условиях объёмного *отрицательного дифференциального сопротивления*, напр., обогащённого слоя. С использованием таких неустойчивостей также созданы эффективные усилители СВЧ-диапазона, генераторы с частотой генерации до 200 ГГц, быстродействующие логич. ячейки.

Лит.: Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С., Эффект Ганна, М., 1975; Bulman P. J., Hobson G. S., Taylor B. C., Transferred electron devices, L.—N.Y., 1972; Shaw M. P., Grubin H. L., Solomon P. R., The Gunn—Hilsum effect, N.Y.— [a.o.], 1979.

М. Е. Левинштейн.

ГА́ННА ЭФФЕ́КТ — генерация высокочастотных колебаний электрич. тока в полупроводниках с N-образной объёмной вольтамперной характеристикой (рис. 1).

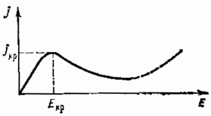


Рис. 1. N-образная вольтамперная характеристика $j(E)$. Пунктиром изображена ветвь, к-рая не наблюдается в типичных полупроводниках, где возникает эффект Ганна.

Обнаружен в 1963 Дж. Б. Ганном (J. B. Gunn) в GaAs и InP с электронной проводимостью. Генерация возникает, если пост. напряжение U, приложенное к образцу длиной l, таково, что ср. электрич. поле в образце $E=U/l$ соответствует падающему участку вольтамперной характеристики (зависимости плотности тока j от напряжённости электрич. поля E), на к-ром дифференц. сопротивление dE/dj отрицательно (см. *Отрицательное дифференциальное сопротивление*). Колебания тока имеют вид периодич. последовательности импульсов (рис. 2), их частота увеличивается с уменьшением l (в достаточно длинных образцах как l^{-1}, см. ниже).

Г. э. наблюдается гл. обр. в т. н. *многодолинных полупроводниках*, зона проводимости к-рых состоит из одной ниж. долины и одной или неск. верх. долин. Подвижность электронов в верх. долинах значительно меньше, чем в ниж. долине. В сильных электрич. полях происходит разогрев электронов (см. *Горячие электроны*) и часть электронов переходит из ниж. долины в верхние, вследствие чего ср. подвижность носителей заряда и электропроводность падают. Это приводит к падению плотности тока с ростом E в полях, превышающих нек-рое критич. поле $E_{кр}$.

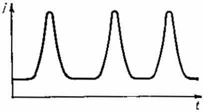


Рис. 2. Форма колебаний тока $j(t)$ в случае эффекта Ганна.

Г. э. вызван тем, что в образце в режиме пост. напряжения периодически возникает, перемещается по нему и исчезает область сильного электрич. поля, наз. **электрич. доменом** или **доменом Ганна**. Домен возникает потому, что однородное распределение электрич. поля вдоль образца неустойчиво в том случае, когда объёмное дифференц. сопротивление отрицательно. Действительно, пусть в полупроводнике случайно возникло неоднородное распределение концентрации электронов в виде дипольного слоя:

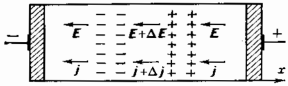


Рис. 3. Разделение зарядов при развитии неустойчивости и образовании домена. Электроны движутся против поля E.

в одной области концентрация увеличилась, а в другой — ниже по течению электронов — уменьшилась (рис. 3). Между этими заряженными областями возникает дополнит. электрич. поле ΔE (как между обкладками конденсатора), к-рое добавляется к внешнему, так что поле внутри дипольного слоя больше, чем вне его. Если дифференц. сопротивление положительно, т. е. ток растёт с ростом поля, то и ток внутри слоя больше, чем вне его. Поэтому, напр., из области с повышенной плотностью электронов они вытекают в большем кол-ве, чем втекают, в результате чего возникшая случайно неоднородность рассасывается. Если же дифференц. сопротивление отрицательное (ток падает с ростом поля), то плотность тока меньше там, где поле больше, т. е. внутри слоя. Первоначально возникшая неоднородность не рассасывается, а, наоборот, нарастает. Растёт и падение напряжения на дипольном слое, а вне его падает (т. к. полное напряжение на образце задано). В конце концов образуется стационарный электрич. домен, движущийся с пост. скоростью. Т. к. домен образован электронами проводимости, он движется в направлении их дрейфа со скоростью v, близкой к дрейфовой скорости носителей вне домена. На переднем фронте домена — обеднённый (электронами) слой, на заднем — обогащённый слой (рис. 4). Вне домена электрич. поле меньше критич. поля $E_{кр}$, благодаря чему новые домены не образуются. Устойчивое состояние образца — состояние с одним доменом.

Рис. 4. Распределение электрического поля E (сплошная кривая) и плотности заряда ρ (пунктир) в домене Ганна, движущемся слева направо в полупроводнике p-типа.

Обычно домен возникает вблизи катода и, дойдя до анода, исчезает. По мере его исчезновения падение напряжения на домене уменьшается, а на остальной части образца соответственно растёт. Вместе с увеличением поля вне домена растёт и ток в образце. По мере приближения этого поля к $E_{кр}$ плотность тока j приближается к $j_{кр}$ (рис. 1). Когда поле вне домена становится больше $E_{кр}$, у катода начинает формироваться новый домен, ток падает и процесс повторяется. Частота колебаний тока в длинных образцах, когда временем формирования домена можно пренебречь, $f=v/l$, в отличие от генерации колебаний в др. приборах с N-образной вольтамперной характеристикой, например в цепи с *туннельным диодом*, где генерация не связана с образованием и движением доменов, а частота колебаний определяется ёмкостью и индуктивностью цепи (см. *Генератор электромагнитных колебаний*).

Характерное время нарастания возмущений, приводящих к образованию домена, равно т. н. максвелловскому времени $\tau_M=\varepsilon/4\pi|\sigma_d|$, где ε — диэлектрич. проницаемость кристалла, дифференциальная проводимость $\sigma_d=en\mu_d$, n — концентрация носителей заряда, дифференц. *подвижность носителей* $\mu_d<0$, e — заряд электрона. В коротком образце стационарный домен может вообще не сформироваться. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, росту домена препятствует диффузия электронов: домен образуется, если $l\gtrsim(D\tau_M)^{1/2}$, где D — коэф. диффузии электронов. Во-вторых, домен при нарастании «сносится» в направлении потока осн. носителей заряда. Поэтому стационарный домен успеет сформироваться, если $l\gtrsim v\tau_M$. Это условие обычно жёстче предыдущего. Его можно переписать в виде т. н. критерия Крёмера: $nl\gtrsim\varepsilon v/4\pi e|\mu_d|$. Т. о., движение стационарных доменов может наблюдаться в достаточно длинных образцах с достаточно высокой концентрацией носителей заряда. В более коротких образцах, длина которых меньше размера домена, тоже возникают колебания тока, вызываемые колебаниями плотности объёмного заряда, которые можно рассматривать как движение неполностью сформировавшихся доменов Ганна.

В GaAs n-типа поле $E_{кр}\sim3\cdot10^3$ В/см, скорость $v\sim10^7$ см/с, размер домена неск. мкм, поле в нём 40—200 кВ/см, наименьшая величина произведения nl (она соответствует макс. величине $|\mu_d|$ при нек-ром поле $E>E_{кр}$) равна $\sim3\cdot10^{11}$ см$^{-2}$. При $l=1$ мм — 5 мкм частота колебаний тока $f=0,1$—20 ГГц.

Г. э. наблюдается помимо GaAs и InP также в др. полупроводниках с электронной проводимостью: InSb, CdTe, Ge, $In_xGa_{1-x}As$, $GaSb_xAs_{1-x}$, $Ga_xIn_{1-x}Sb$, $GaAs_xP_{1-x}$ и др., а также в одноосно-деформированном Ge с дырочной проводимостью. Г. э. используется для создания генераторов и усилителей СВЧ (см. *Ганна диод*).

Лит.: Ганн Дж., Эффект Ганна, [пер. с англ.], «УФН», 1966, т. 89, с. 147; Волков А. Ф., Коган Ш. М., Физические явления в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью, там же, 1968, т. 96, с. 633; Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С., Эффект Ганна, М., 1975.

А. Ф. Волков, Ш. М. Коган.

ГАНТМА́ХЕРА ЭФФЕ́КТ (радиочастотный размерный эффект) — аномальная зависимость (появление пиков) поверхностного *импеданса* металлич. пластин от величины пост. магн. поля. Г. э. наблюдается при тех значениях напряжённости поля, когда один из характерных размеров электронных траекторий внутри металла становится сравнимым с толщиной пластины. Этот эффект, открытый В. Ф. Гантмахером (1962), нашёл применение как метод исследования *ферми-поверхности* и процессов рассеяния электронов в металлах.

Для наблюдения Г. э. металлич. пластину помещают в пост. магн. поле H и в эл.-магн. поле радиочастотного диапазона (частоты $\omega/2\pi=10^6$—10^8 Гц). Регистрируют зависимость поглощаемой в образце мощности, пропорц. действительной части $R(H)$ поверхностного импеданса пластины $R(H)+iX(H)$, или зависимость глубины проникновения эл.-магн. поля, пропорц. мнимой части импеданса $X(H)$, от величины постоянного внеш. магн. поля H. С целью увеличения чувствительности часто используют регистрацию производных $\partial R/\partial H$ и dX/dH (рис. 1).

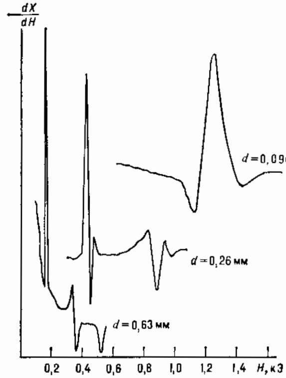
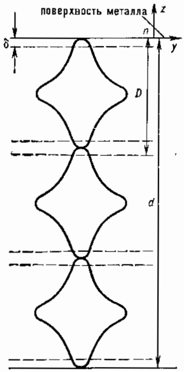
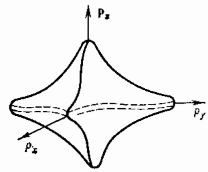


Рис. 1. Экспериментальные кривые, иллюстрирующие эффект Гантмахера для K при трёх толщинах образцов; $H\perp n$, (n — нормаль к поверхности), $T=1,3$ К, $\omega/2\pi=7$ МГц.

Г. э. наблюдается в условиях аномального *скин-эффекта*, когда длина свободного пробега $l_{пр}$ электронов в металле сравнима с толщиной d металлич. пластины, а глубина скин-слоя δ существенно меньше d (рис. 2, *а*). Для удовлетворения этих требований при $d=0,2$—2 мм используют чистые совершенные металлич. монокристаллы, охлаждённые до темп-ры $T\leqslant4$К.



а



б

Рис. 2. *а* — Цепочка траекторий, ответственная за эффект Гантмахера при $k=3$; *б* — Соответствующая поверхность Ферми (пунктиром отмечен пояс эффективных электронов).

Г. э. тесно связан с появлением всплесков электрич. тока в толще проводника (см. *Размерные эффекты*). Электроны проводимости движутся в квазистатическом ($\omega\tau\ll1$, где τ — время релаксации электронов), пространственно неоднородном элекромагнитном поле. Основной вклад в высокочастотную проводимость вносят т. н. «эффективные» электроны, траектории к-рых в пределах скин-слоя δ имеют точку с нулевой проекцией скорости на нормаль $\boldsymbol{n}$ к поверхности пластины ($v_z=0$; рис. 2,*а*). При наличии постоянного магн. поля H в результате аномального проникновения эл.-магн. поля в металл в толще пластины возникает система всплесков радиочастотного поля и тока. Расстояние между ними определяется расстоянием D между точками с $v_z=0$ на траекториях выделенной группы эффективных электронов. Электроны, формирующие всплеск радиочастотного тока при фиксированном H, выделены условием $D=D_{\text{ext}}$. Это могут быть электроны, обладающие открытыми траекториями, электроны экстремальных сечений поверхности Ферми либо её опорных точек (для др. траекторий происходит усреднение). Размер D зависит от H: $D \sim H^{-1}$.

При тех значениях H, когда один из всплесков радиочастотного тока выходит на противоположную сторону металлич. пластины, пластина излучает в пространство эл.-магн. поле, т. е. становится прозрачной для падающей на неё эл.-магн. волны. Это проявляется как особенность поверхностного импеданса.

В простейшем случае есть только один выделенный размер D_{ext} (у замкнутой поверхности Ферми есть 1 экстремальное сечение) и величина магн. поля H_k, в к-ром наблюдается Г. э., связана с размером $2p$ поверхности Ферми (рис. 2, *б*) в направлении $[\boldsymbol{nH}]$ соотношением: $2pk=(e/c)dH_k$, где e — заряд электрона, $k=d/D_{\text{ext}}$ — целое число. Если траектории электронов замкнуты, то при $k=1$ и $H>H_1$ электроны, движущиеся по траектории с размером D_{ext}, способны неоднократно возвращаться в скин-слой, а при $H<H_1$ они будут рассеиваться противоположной стороной пластины. Следовательно, кроме выхода всплеска высокочастотного тока на противоположную сторону пластины к Г. э. при $k=1$ приводит также отсечка части электронных траекторий.

В общем случае сложной многолистной поверхности Ферми при фиксированном направлении магн. поля может существовать неск. выделенных групп электронов, формирующих всплески высокочастотного тока, а условие наблюдения Г. э. имеет вид:

$$\sum_i k_i D_i^{\text{ext}}(H)=d,$$

где индекс i отмечает одну из выделенных групп эффективных электронов.

Для изучения процессов рассеяния электронов в металлах используют Г. э., обусловленный электронами, непосредственно долетающими от одной стороны пластины до другой. При этом амплитуда пика, соответствующая Г. э., пропорц. вероятности электрону из выделенной группы эффективных пройти путь внутри металла без рассеяния, т. е. пропорц. $\exp(-\Lambda/l_{\text{пр}})$. Здесь Λ — длина пути электрона, а $l_{\text{пр}}$ — длина свободного пробега электрона.

С помощью Г. э. определены зависимость частоты электрон-фононного рассеяния от положения электрона на поверхности Ферми (Cu, Ag), сечение рассеяния электронов на *дислокациях* (Cu), исследована вероятность электрон-электронного рассеяния (Mo, W).

Лит.: Гантмахер В. Ф., Метод измерения импульса электронов в металле, «ЖЭТФ», 1962, т. 42, с. 1416; Канер Э. А., Гантмахер В. Ф., Аномальное проникновение электромагнитного поля в металл и радиочастотные размерные эффекты, «УФН», 1968, т. 94, с. 193; Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Gantmakher V. F., The experimental study of electron—phonon scattering in metals, «Repts Progr. Phys.», 1974, v. 37, p. 317.

В. Т. Долгополов.

ГАРМОНИ́ЧЕСКАЯ ФУ́НКЦИЯ — функция, непрерывная со своими вторыми производными в области G и удовлетворяющая в G *Лапласа уравнению* $\Delta u=0$. Г. ф. возникают при решении задач электростатики, теории тяготения, гидродинамики несжимаемой жидкости, теории упругости и др. Г. ф. являются, напр., потенциалы сил в точках вне источников их полн, потенциал скоростей несжимаемой жидкости. Простейшим примером Г. ф. служит фундам. решение ур-ния Лапласа, описывающее потенциал точечного источника. Любую Г. ф. можно представить в виде суммы потенциалов простого и двойного слоёв, выражающихся через значения Г. ф. u и её нормальной производной $\partial u/\partial n$: если r — расстояние от любой точки P_0 внутри G до переменной точки P на границе S, то в случае трёх измерений

$$u(P_0)=\frac{1}{4\pi}\int\limits_S\left[\frac{1}{r}\,\frac{\partial u}{\partial n}-u\,\frac{\partial r^{-1}}{\partial n}\right]dS.$$

Для Г. ф. справедлив принцип экстремума: ф-ция, гармоническая внутри G и непрерывная в замкнутой области $G+S$, достигает своего наибольшего и наименьшего значения только на S, кроме того случая, когда эта ф-ция постоянна. Этот принцип позволяет устанавливать общие свойства физ. величин, не прибегая к вычислениям. Напр., в электростатике из него следует теорема Ирншоу. Удобный метод решения задач для Г. ф. на плоскости даёт теория ф-ций комплексного переменного $z=x+iy$. Если $w=u+iv$ — аналитическая ф-ция от z в G, то $u(x, y)$ и $v(x, y)$ являются Г. ф. в G. Поэтому мн. задачи удаётся решить с помощью конформного отображения области G в нек-рую стандартную область (круг, полуплоскость). Граничные условия для Г. ф. определяют соответствующие краевые задачи, из к-рых чаще встречаются первая краевая задача, или *Дирихле задача*, когда на границе S Г. ф. принимает заданные значения, и вторая краевая задача, или *Неймана задача*, когда в каждой точке S задана нормальная производная Г. ф.

Лит.: Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 2, 21 изд., М., 1974; Соболев С. Л., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1966.

ГАРМОНИ́ЧЕСКИЕ КОЛЕБА́НИЯ — колебания, при к-рых физ. (или любая другая) величина изменяется во времени по синусоидальному закону $x=A\sin(\omega t+\varphi)$, где x — значение колеблющейся величины в момент времени t (для механич. Г. к., напр., смещение и скорость, для электрич.— напряжение и сила тока), A, ω, φ — пост. величины: A — амплитуда, ω — круговая частота, $(\omega t+\varphi)$ — полная фаза колебаний, φ — нач. фаза колебаний.

Г. к. занимают среди всех колебаний особое место, т. к. это единств. тип колебаний, форма к-рых не искажается при прохождении через любую линейную систему. Кроме того, любое негармонич. колебание может быть представлено в виде суммы (интеграла) различных Г. к., т. е. в виде спектра Г. к.

ГА́РТМАНА ГЕНЕРА́ТОР — *газоструйный излучатель* звука, работа к-рого основана на возникновении неустойчивого режима течения сверхзвуковой недорасширенной *струи* при её торможении полым резонатором. Назван по имени изобретателя Ю. Гартмана (J. Hartmann). Г. г. представляет собой круглое, слабо сужающееся сопло, перед к-рым соосно с ним расположен цилиндрич. резонатор (рис.), своим открытым концом направленный навстречу газовой струе. Для возбуждения в струе *автоколебаний*, сопровождаемых колебаниями скачков уплотнения и излучением мощных акустич. волн, срез резонатора должен находиться в зоне неустойчивости, т. е. в области с положительным продольным градиентом статич. давления первой (реже второй) бочки струи. При работе Г. г. на сжатом воздухе, находящемся под дав-

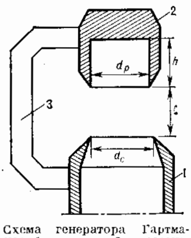


Схема генератора Гартмана: *1* — сопло, *2* — резонатор, *3* — скоба.

лением P, расстояние a от сопла до начала зоны неустойчивости равно

$$a \doteq d_c\,[1+0{,}043\,(\bar{P}-1{,}89)^2]$$

(где d_c — диаметр сопла, $\bar{P}=P/P_a$, P_a — давление окружающей атмосферы), а расстояние Δ до конца её, совпадающего с концом бочки струи, $\Delta=1{,}14d_c\,(\bar{P}-1{,}89)^{0{,}5}$. Для излучения наиб. благоприятны условия, когда $d_c=d_p=h$ (где d_p — диаметр резонатора, h — его глубина), а расстояние l между соплом и резонатором отвечает соотношению: $\Delta>l>0{,}66(\Delta-a)$. При этом частота f генерации определяется в осн. размерами резонатора и скоростью звука c_0 в продуваемом газе: $f=0{,}25c_0/(h+0{,}3d_p)$. Г. г. работают обычно на сжатом воздухе в диапазоне частот 1—40 кГц. Излучаемая мощность Г. г. при использовании сжатого под давлением 2—15 кгс/см² воздуха равна

$$W_a=300\,d_c^2\,(\bar{P}-1{,}89)^{0{,}5}\text{Вт}\quad(d_c\text{ — в см}).$$

Акустич. мощность Г. г. с повышением частоты резко падает и на частотах 50—60 кГц (реально достижимых при использовании воздуха) не превышает 1 Вт. На низких звуковых частотах возможно получение мощностей в неск. сотен Вт. Мощность излучения на высоких частотах может быть повышена в стержневом варианте Г. г., имеющем кольцевое сопло (см. *Газоструйные излучатели*). При использовании газов с высокой скоростью звука достигаются частоты до 180 кГц. Кпд Г. г. невелик и составляет в ср. 4—5%. Он повышается до 7—9% при увеличении диаметра резонатора ($d_p/d_c=1{,}6$) и применении сопел с большим углом конусности (60—75°). Г. г. используются для интенсификации процессов тепло- и массообмена в УЗ-поле, для коагуляции аэрозолей, пеногашения, распыления жидкостей и др.

Лит.: Источники мощного ультразвука, М., 1967; Борисов Ю. Я., Конструктивные особенности газоструйных излучателей, «Акуст. ж.», 1980, т. 26, № 1. *Ю. Я. Борисов.*

ГАРТМАНА ЧИСЛО — безразмерная величина Ha, определяющая характер течения в *магнитной гидродинамике*. Названо в честь Ю. Гартмана (J. Hartmann). Г. ч. выражает соотношение между магнитной $F_м \sim \sigma H^2 v c^{-2}$ и вязкой $F_в \sim \eta v d^{-2}$ силами (H — напряжённость магн. поля, σ — электропроводность, η — коэф. вязкости, v — скорость жидкости, d — характерный размер):

$$Ha=(F_м/F_в)^{1/2}=Hdc^{-1}\,(\sigma/\eta)^{1/2}.$$

При $Ha \ll 1$ влияние магн. поля мало и сохраняется обычное *Пуазейля течение*.

ГАУСС (Гс, Gs) — единица магн. индукции *СГС системы единиц* (симметричной, или Гауссовой) и СГСМ системы единиц. Названа в честь К. Ф. Гаусса (K. F. Gauß). 1 Гс$=10^{-4}$ Тл (см. *Тесла*).

ГАУССА ПРИНЦИП (принцип наименьшего принуждения) — *вариационный принцип механики*, устанавливающий одно из общих свойств движения механич. системы с любыми (голономными и неголономными) идеальными связями (см. *Связи механические*). Сформулирован К. Ф. Гауссом в 1829. Выражаемое Г. п. свойство движения связано с понятием о т. н. «принуждении» системы, вводимом след. образом. Если рассмотреть свободную материальную точку массой m, то она под действием заданной силы $\boldsymbol{F}$ совершит за промежуток времени Δt из положения A перемещение, определяемое с точностью до малых 3-го порядка вектором:

$$\overrightarrow{AB}=\boldsymbol{v}\,\Delta t+\frac{1}{2}\,\frac{\boldsymbol{F}}{m}\,(\Delta t)^2,$$

где $\boldsymbol{v}$ — скорость точки в положении A, $\boldsymbol{F}/m$ — ускорение, сообщаемое силой $\boldsymbol{F}$.

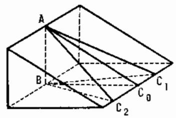
При наличии связей та же точка под действием той же силы $\boldsymbol{F}$ и реакции связи $\boldsymbol{N}$ получит какое-то др. ускорение $\boldsymbol{w}$ (часть ускорения, равная $\boldsymbol{F}/m-\boldsymbol{w}$, будет точкой «потеряна») и совершит за время Δt из того же положения A и при той же нач. скорости $\boldsymbol{v}$ др. перемещение:

$$\overrightarrow{AC}=\boldsymbol{v}\,\Delta t+\frac{1}{2}\,\boldsymbol{w}\,(\Delta t)^2.$$

Разность $\overrightarrow{CB}=\overrightarrow{AB}-\overrightarrow{AC}=\frac{1}{2}\left(\frac{\boldsymbol{F}}{m}-\boldsymbol{w}\right)\Delta t^2$ определяет вызванное действием связи отклонение точки от направления свободного движения, пропорциональное потерянному ускорению ($\boldsymbol{F}/m-\boldsymbol{w}$). Величина Z, равная сумме произведений масс всех точек системы на квадраты их потерянных ускорений, и наз., по Гауссу, «принуждением» системы:

$$Z=\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} m_i\left(\frac{\boldsymbol{F}_i}{m_i}-\boldsymbol{w}_i\right)^2. \qquad (1)$$

Г. п. устанавливает, что при идеальных удерживающих связях из всех кинематически возможных (допускаемых связями) движений, к-рые система может иметь, начиная перемещение из данной конфигурации с данными нач. скоростями, истинным будет то движение, для к-рого Z в каждый момент времени минимально. Напр., для частицы, движущейся вдоль наклонной плоскости под действием силы тяжести из положения A при $v_0=0$ (рис.), свободным будет перемещение AB по вертикали, а кинематически возможным при данной связи — любое из перемещений AC_0, AC_1, AC_2, ... вдоль наклонной плоскости. Следовательно, «принуждение» Z для частицы пропорционально квадрату величины BC_i, к-рая, очевидно, будет наименьшей для истинного перемещения AC_0 (по линии наименьшего ската), что и утверждает Г. п.



Математически Г. п. выражается равенством $\delta Z=0$, в к-ром варьируются только ускорения точек системы; при этом предполагается, что силы от ускорения не зависят. Тогда из (1) можно получить др. выражение Г. п.: истинное движение механич. системы отличается от всех др. кинематически возможных движений, начинающихся из той же конфигурации и с теми же нач. скоростями, тем, что только для истинного движения в каждый данный момент времени справедливо равенство:

$$\sum(\boldsymbol{F}_i-m_i\boldsymbol{w}_i)\,\delta\boldsymbol{w}_i=0. \qquad (2)$$

С помощью Г. п. можно получить дифференц. ур-ния движения любой механич. системы с идеальными связями. В частности, из него следует, что при отсутствии заданных сил точка будет двигаться вдоль данной гладкой поверхности по кривой, имеющей наименьшую кривизну. Это указывает на связь Г. п. с принципом прямейшего пути (см. *Герца принцип*).

Лит.: Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, ч. 2, 6 изд., М., 1972; Леви-Чивита Т., Амальди У., Курс теоретической механики, пер. с итал., т. 2, ч. 2, М., 1951; Невзглядов В. Г., Теоретическая механика, М., 1959. *С. М. Тарг.*

ГАУССА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ (нормальное распределение) — плотность распределения вероятностей случайного параметра ξ, $-\infty\leqslant\xi\leqslant\infty$, равная

$$P(\xi)=(2\pi\sigma^2)^{-1/2}\exp\,[-(\xi-a)^2/2\sigma^2],$$

где $a=\langle\xi\rangle$ — ср. значение, а $\sigma^2=\langle\xi^2\rangle-\langle\xi\rangle^2$ — дисперсия ξ. Введено в работах К. Ф. Гаусса (1809) и П. С. Лапласа (P. S. Laplace, 1812). Является предельным распределением для суммы большого числа статистически независимых или слабо коррелированных друг с другом слагаемых (*центральная предельная теорема*). Г. р. часто встречается в физ. приложениях: Г. р. описывает малые флуктуации термодинамич. величин вблизи положения равновесия, распределение молекул по скоростям (см. *Максвелла распределение*), распределение ошибок наблюдения и др. Для набора случайных величин (ξ_1, ξ_2, ..., ξ_N) Г. р. имеет вид

$$P(\xi_1, \xi_2, \ldots, \xi_N) = [(2\pi)^N \cdot \det \|\sigma_{ij}\|]^{-1/2} \times \exp\left\{-\frac{1}{2}\sum_{i,j} \tilde{\xi}_i \tilde{\xi}_j \Lambda_{ij}\right\},$$

где $\Lambda_{ij} = \sigma_{ij}^{-1}$, $\sigma_{ij} = \langle \tilde{\xi}_i \tilde{\xi}_j \rangle$ — корреляционная матрица, $\det \|\sigma_{ij}\|$ — её определитель, а $\tilde{\xi}_i = \xi_i - \langle \xi_i \rangle$ — флуктуация ξ_i.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976. *Л. А. Апресян.*

ГА́УССА СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц — система единиц электрич. и магн. величин с осн. единицами: сантиметр, грамм, секунда, в к-рой диэлектрич. (ε) и магн. (μ) проницаемости являются безразмерными величинами, причём для вакуума $\varepsilon=1$ и $\mu=1$. Единицы электрич. величин в Г. с. е. равны единицам абс. электростатич. системы СГСЭ, а единицы магн. величин — единицам эл.-магн. системы СГСМ. Эти системы построены по одному типу, поэтому Г. с. е. часто наз. симметричной системой СГС (см. *СГС система единиц*). Эта симметрия делает Г. с. е. удобной для задач, в к-рых подчёркивается взаимная адекватность магнитных и электрич. величин, описывающих эл.-магн. поле. Г. с. е. названа в честь К. Ф. Гаусса, впервые в 1832 предложившего абс. систему единиц с осн. единицами: миллиметр, миллиграмм и секунда и применившего эту систему для измерений магн. величин.

Лит.: Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 2 изд., М., 1977; Камке Д., Кремер К., Физические основы единиц измерения, пер. с нем., М., 1980.

ГА́УССА ТЕОРЕ́МА в электродинамике — теорема, утверждающая, что поток вектора электрич. индукции $\boldsymbol{D}$ через замкнутую поверхность S пропорционален полному свободному заряду Q, заключённому внутри объёма V, охватываемого S. В *Гаусса системе единиц*:

$$\oint_S \boldsymbol{D}\, d\boldsymbol{S} = 4\pi Q = 4\pi \int_V \rho dV \qquad (1)$$

(ρ — объёмная плотность свободного заряда); в СИ множитель 4π отсутствует. Это соотношение получено К. Ф. Гауссом в 1830 для чисто эл.-статич. полей. Оно связано, по существу, с установленным ранее (1785) законом взаимодействия неподвижных электрич. зарядов — *Кулона законом*. Согласно (1), поле E_1 на расстоянии r_1 от точечного заряда q_1 в среде с пост. скалярной диэлектрич. проницаемостью ε равно $E_1 = q_1/\varepsilon r_1^2$, что и приводит к кулоновской ф-ле для силы взаимодействия F_{12} двух точечных зарядов q_1 и q_2: $F_{12} = q_2 E_1 = q_1 q_2/\varepsilon r_{12}^2$. С помощью *Гаусса — Остроградского формулы* Г. т. можно записать в дифференц. форме:

$$\operatorname{div} \boldsymbol{D} = (\nabla \boldsymbol{D}) = 4\pi\rho. \qquad (2)$$

В случае потенциального (напр., эл.-статич.) поля $\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi$ из ур-ния (2) в среде с постоянной ε получается *Пуассона уравнение* $\Delta\varphi = -4\pi\rho\varepsilon^{-1}$. В 1864 Дж. К. Максвелл (J. C. Maxwell) постулировал (1) в качестве одного из фундам. ур-ний электродинамики [в традиц. нумерации, идущей от Г. Герца (H. Hertz) и О. Хевисайда (O. Heaviside), это четвёртое *Максвелла уравнение*], распространив тем самым Г. т. на случай переменных во времени полей.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3] — Электричество, М., 1983. *И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер.*

ГА́УССА—ОСТРОГРА́ДСКОГО ФО́РМУЛА — одна из основных интегральных теорем *векторного анализа*, связывающая объемный интеграл с поверхностным:

$$\oint_{\partial V} a_n\, dS = \int_V \operatorname{div} \boldsymbol{a} dV.$$

Здесь ∂V — замкнутая поверхность, ограничивающая 3-мерную область V, a_n — проекция вектора $\boldsymbol{a} = \boldsymbol{a}(\boldsymbol{r})$ на внеш. нормаль к поверхности. Получена Дж. Грином (G. Green) и М. В. Остроградским в 1828, в частном случае К. Ф. Гауссом в 1813. Г.— О. ф. утверждает, что поток векторного поля через замкнутую поверхность (левая часть равенства) равен полной силе источников этого поля, заключённых внутри поверхности (правая часть). Из Г.— О. ф. следует, что поток поля, свободного от источников (т. е. такого, что $\operatorname{div}\boldsymbol{a} = 0$), через любую замкнутую поверхность равен нулю. Г.— О. ф. и *Стокса формула* являются частными случаями теоремы Стокса, к-рая связывает между собой интегралы от *дифференциальных форм* разных размерностей. *М. Б. Менский.*

ГА́УССОВА СЛУЧА́ЙНАЯ ФУ́НКЦИЯ (нормальная случайная функция) — случайная ф-ция, для к-рой все многоточечные ф-ции распределения гауссовы. Г. с. ф. $f = f(x)$ полностью определяется заданием первого $\langle f(x) \rangle = \overline{f}(x)$ и второго $\langle f(x_1) f(x_2) \rangle = \overline{f(x_1) f(x_2)}$ статистич. *моментов* f, позволяющих выразить характеристический функционал Г. с. ф. в виде

$$\Psi\{g\} \equiv \left\langle \exp\left\{i \int g(x) f(x)\, dx\right\}\right\rangle = \exp\left\{i \int g(x) \overline{f}(x) dx - \frac{1}{2} \int g(x') g(x'') \overline{\tilde{f}(x') \tilde{f}(x'')}\, dx'\, dx''\right\},$$

где $g = g(x)$ — вспомогат. ф-ция, $\tilde{f} = f - \overline{f}$ — флуктуация f, а $\overline{\tilde{f}(x') \tilde{f}(x'')} = \overline{f(x') f(x'')} - \overline{f}(x') \overline{f}(x'')$ — корреляц. ф-ция. Комплекснозначную Г. с. ф. $f = f_1 + if_2$ можно рассматривать как спец. представление двухкомпонентной вещественной Г. с. ф. $\boldsymbol{f} = (f_1, f_2)$. Большинство свойств Г. с. ф. сохраняется для гауссова (нормального) случайного поля, т. е. Г. с. ф., зависящей от неск. аргументов $f = f(x_1, x_2, \ldots, x_N)$. Г. с. ф. описывает, напр., сложное многомодовое колебание, если амплитуды мод отвечают *Гаусса распределению* или если число мод $N \to \infty$.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976. *Л. А. Апресян.*

ГА́ФНИЙ (от позднелат. Hafnia — Копенгаген; лат. Hafnium), Hf,— хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 72, ат. масса 178,49. Природный Г. состоит из 6 стаб. изотопов с массовыми числами 174, 176—180, из них ^{174}Hf обладает слабой α-радиоактивностью ($T_{1/2} = 2 \cdot 10^{15}$ лет), остальные стабильны. В качестве радиоактивного индикатора обычно используют β-радиоактивный ^{181}Hf ($T_{1/2} = 42{,}4$ сут). Конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2p^6d^26s^2$. Энергии последовательных ионизаций соответственно равны 7,5, 15,0, 23,3 и 33,3 эВ. Металлич. радиус 0,159 нм, радиус иона Hf^{4+} 0,082 нм. Значение электроотрицательности 1,23.

В свободном виде — серебристо-серый металл, существует в двух модификациях. Параметры решётки гексагональной α-модификации $a = 0{,}31946$ нм, $c = 0{,}50511$ нм, при 1740 °С Г. переходит в кубич. β-модификацию. Плотность 13,331 кг/дм^3, $t_{пл} = 2230$ °С, $t_{кип} = 5225$ °С. Уд. теплоёмкость 143 Дж/(кг·К) (при 298 К), уд. сопротивление $32{,}4 \cdot 10^{-2}$ мкОм·м (0 °С). Г. обладает высокой эмиссионной способностью, работа выхода электрона для α-модификации 3,20 эВ. Чистый Г. пластичен, поддаётся прокатке, ковке, штамповке.

По хим. свойствам — полный аналог циркония. В соединениях проявляет степени окисления +4 (наиб. характерна), +3, +2 и +1. Находит применение в ядерной энергетике (регулирующие стержни ядерных реакторов), т. к. имеет высокое сечение захвата тепловых нейтронов ($1,15 \cdot 10^{-26}$ м^2). Металлоподобные очень твёрдые соединения Г. с бором, углеродом, азотом, кремнием и т. п. обладают высокими $t_{пл}$ (св. 3000 °С; для твёрдого раствора карбида Г. и тантала $t_{пл}>4000$ °С). *С. С. Бердоносов.*

ГЕЙГЕРА СЧЁТЧИК (Гейгера — Мюллера счётчик) — *детектор* частиц, действие к-рого основано на возникновении самостоят. электрич. разряда в газе при попадании частицы в его объём. Изобретён Х. Гейгером и Э. Резерфордом [1] в 1908, позднее был усовершенствован Гейгером и В. Мюллером [2]. Г. с. предназначен для регистрации заряж. частиц. Он пригоден также для детектирования нейтронов, рентг.- и γ-квантов по вторичным заряж. частицам, генерируемым ими (см., напр., *Нейтронные детекторы*).

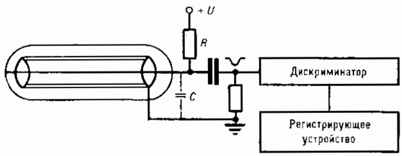


Рис. 1. Схема включения счётчика.

Г. с. обычно состоит из металлич. цилиндра — катода — и тонкой проволочки, натянутой вдоль его оси, — анода, — заключённых в герметичный объём, к-рый заполнен газовой смесью под давлением, как правило, 100—260 гПа (100—260 мм рт. ст., рис. 1). Между катодом и анодом прикладывается напряжение U порядка 200—1000 В. Заряж. частица, попав в объём счётчика, образует нек-рое кол-во электрон-ионных пар; электроны и ионы начинают двигаться к соответствующим электродам. Если напряжённость электрич. поля достаточно велика, электроны на длине свободного пробега (между соударениями с молекулами газа) приобретают энергию, превосходящую их *энергию ионизации*, и ионизуют молекулы. В результате в газе развиваются электронно-ионные лавины, к-рые являются основой т. н. газового усиления, обеспечивающего достаточно высокий уровень электрич. сигнала на аноде, к-рый регистрируется.

Ток в цепи Г. с. нарастает экспоненциально до тех пор, пока пространств. заряд положит. ионов не понизит электрич. поле и не прекратит развитие лавин [3, 4]. Амплитуда импульса на выходе Г. с. не зависит от энергии детектируемой частицы. Это отличает его от др. газовых детекторов *пропорциональных счётчиков* и *ионизационных камер*.

Различают несамогасящиеся и самогасящиеся Г. с. (предложены Тростом в 1937). Они отличаются составом газовой смеси и быстродействием. Несамогасящиеся Г. с. требуют понижения напряжения между катодом и анодом для того, чтобы надёжно погасить разряд и подготовить детектор к регистрации след. частицы. Это достигается спец. схемой или введением высокоомного сопротивления R в цепь питания счётчика ($R \sim 10^9$ Ом). На нити скапливается отрицат. заряд, разность потенциалов между катодом и анодом уменьшается, и разряд обрывается. После этого чувствительность Г. с. восстанавливается через 10^{-2} с (время разрядки ёмкости C счётчика через сопротивление R). Самогасящиеся счётчики заполняются чистыми газами, напр. Ar, с добавкой (10%) многоатомного газа, в частности спирта. Многоатомные молекулы эффективно поглощают фотоны и блокируют механизм *фотоэффекта* — генерации электронов с поверхности катода, что обеспечивает самопроизвольное гашение разряда. Время нечувствительности самогасящегося Г. с. $\sim 10^{-4}$ с. Оба типа Г. с. способны выдерживать нагрузки до 10^4—10^5 импульс/с. Самогасящиеся Г. с. из-за диссоциации многоатомных молекул выдерживают лишь 10^8—10^9 срабатываний. Если вместо многоатомной добавки использовать Cl, Br или I (0,1%), а в качестве осн. газа Ne или He с примесью Ar, то срок службы Г. с. становится практически неограниченным. Рабочее напряжение для этих счётчиков в пределах 200—400 В, но быстродействие существенно ниже и определяется временем дрейфа ионизованных молекул галогенов к катоду. Зависимость числа N регистрируемых импульсов на выходе *амплитудного дискриминатора* от приложенного к Г. с. напряжения U при фиксиров. нагрузке наз. счётной характеристикой и имеет вид, показанный на рис. 2. В области AB напряжение недостаточно для развития лавин. В интервале BC только часть сигналов на выходе счётчика превышает порог регистрации. В рабочей области CD регистрируются все частицы, к-рые дали хотя бы одну электрон-ионную пару в объёме Г. с. При напряжении больше U_D начинаются самопроизвольные пробои.

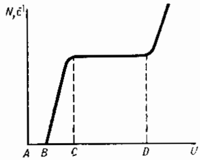


Рис. 2. Счётная характеристика счётчика.

Эффективность Г. с. при регистрации частиц малых энергий обычно несколько меньше 100%. Это связано с тем, что такие частицы могут с заметной вероятностью не создать ни одной электрон-ионной пары в рабочем объёме счётчика. Г. с. — сравнительно медленно действующие приборы, поэтому они были частично вытеснены *сцинтилляционными детекторами* и пропорц. счётчиками. Однако простота конструкции и дешевизна обеспечили им применение в *дозиметрии*, а также в таких областях, где регистрируются редкие события и надо перекрыть детекторами десятки и даже сотни м^2. В последнем случае Г. с. работают, как правило, в ограниченном стримерном режиме при давлении газовой смеси, близком к атмосферному. Если нужно работать в условиях повыш. нагрузок ($\sim 10^3$ импульсов в 1 с), то в объём Г. с. вводятся изолирующие перегородки, к-рые ограничивают развитие разряда вдоль трубки. Г. с. продолжают использоваться. В эксперименте по исследованию свойств нейтрино применялось 19 968 Г. с. в виде алюминиевых трубок длиной 4 м, изолированных друг от друга. Установка для поиска распада протона, к-рая размещается в туннеле под Монбланом, содержит 43 000 Г. с.

Лит.: 1) Geiger H., Rutherford F., Photographic registration of α particles, «L. Edin. a. Dublin Phil. Mag.», 1912, v. 24, p. 618; 2) Geiger H., Müller W., Elektronenzählrohr, «Phys. Z.», 1928, Jg. 29, S. 839; 3) Фюнфер Э., Нейерт Г., Счётчики излучений, пер. с нем., М., 1961; 4) Векслер В., Грошев Л., Исаев Б., Ионизационные методы исследования излучений, 2 изд., М., 1950. *Ю. А. Семёнов.*

ГЕЙГЕРА — НЕТТОЛЛА ЗАКОН — устанавливает связь между *периодом полураспада* α-радиоактивных ядер и энергией вылетающих α-частиц:

$$\lg T_{1/2} = A/\sqrt{\mathscr{E}_\alpha} + B. \qquad (*)$$

Здесь $\mathscr{E}_\alpha$ — энергия α-частиц в Мэв, $T_{1/2}$ — период полураспада, A и B — постоянные. Г.— Н. з. установлен экспериментально Х. Гейгером и Дж. М. Неттоллом (J. M. Nuttall) в 1911—12. Позднее (1928) ф-ла (*) была получена теоретически Г. А. Гамовым (G. A. Gamow), а также Р. Гёрни (R. Gurney) и Э. Кондоном (E. Condon). С помощью Г.—Н. з. могут быть определены периоды полураспада таких ядер, для к-рых непосредственные измерения $T_{1/2}$ затруднены.

Лит. см. при ст. *Альфа-распад.*

ГЕЙЗЕНБЕРГА МОДЕ́ЛЬ — матем. модель магнитоупорядоченных кристаллич. веществ (гл. обр. ферромагнетиков), основанная на применении гамильтониана *обменного взаимодействия*

$$\mathfrak{H} = -2 \sum_{i>j} J_{ij} \boldsymbol{S}_i \boldsymbol{S}_j. \qquad (1)$$

В (1) суммирование ведётся по всем парам различных $\{i, j\}$ узлов кристалла, в к-рых находятся ионы со спинами $\boldsymbol{S}_i$ и $\boldsymbol{S}_j$; J_{ij} — константы, характеризующие обменное взаимодействие между этими ионами.

После того как В. Гайтлер и Ф. Лондон (W. Heitler, F. London, 1927) на примере молекулы водорода продемонстрировали зависимость энергии взаимодействия от взаимной ориентации спинов электронов, В. Гейзенберг (W. Heisenberg, 1927) применил их результаты для описания ферромагнетизма модельного непроводящего кристалла, состоящего из атомов с одним s-электроном вне замкнутых электронных оболочек. Зависимость энергии двухэлектронной системы от ориентации спинов является по своей природе квантовомеханич. эффектом, к-рый заключается в следующем. *Паули принцип* не допускает состояний, в к-рых в данный момент времени в данном месте могут находиться два электрона с одинаково направленными спинами, но допускает такие состояния с антипараллельными спинами. Поэтому распределение заряда, а значит, и эл.-статич. энергия системы зависят от взаимной ориентации спинов. Разность энергий, отвечающих этим состояниям, определяет о б м е н н у ю э н е р г и ю. П. Дирак (P. Dirac, 1929) показал, что эл.-статическое по природе обменное взаимодействие можно описать гамильтонианом, содержащим скалярные произведения спинов взаимодействующих электронов, т. е.— $2J(\boldsymbol{S}_1\boldsymbol{S}_2)$, как если бы между спинами существовало взаимодействие. Дж. Ван Флек (J. H. Van Vleck, 1932) обобщил дираковскую форму записи обменного гамильтониана на случай многоэлектронных атомов в молекулах и кристаллах, в осн. состоянии к-рых орбитальный момент $\boldsymbol{L}=0$. Поэтому гамильтониан (1) иногда наз. гамильтонианом Гейзенберга — Дирака — Ван Флека. Хотя достаточно строго обосновать выражение (1) удаётся лишь для нек-рых частных случаев и имеются определённые теоретические ограничения на его применимость, практически оно «работает» хорошо: с его помощью удалось продвинуться в решении мн. проблем магнетизма, напр. рассчитать температурную зависимость теплоёмкости и самопроизвольной намагниченности ферромагнетиков, объяснить высокие значения темп-р Кюри (см. *Кюри точка*), спектр *спиновых волн* и др.

В совр. теории магнетизма обменный гамильтониан — это спиновый гамильтониан, дающий приближённое описание той части энергетич. спектра магнитоупорядоченного кристалла, к-рая непосредственно примыкает к осн. состоянию. Важно, что обменный гамильтониан (1) позволяет работать с *волновыми функциями* в виде произведений одночастичных спиновых ф-ций, относящихся к разл. узлам кристалла, вместо антисимметричных волновых ф-ций в виде детерминантов Слэтера. При этом обеспечивается равенство матричных элементов оператора межэлектронного взаимодействия на волновых ф-циях (детерминантов Слэтера) и матричных элементов оператора (1) на спиновых волновых ф-циях.

Различают прямое и непрямое обменные взаимодействия. В случае прямого обмена константы J_{ij} определяются непосредств. перекрытием волновых ф-ций взаимодействующих ионов. Непрямой обмен реализуется за счёт к.-л. промежуточной подсистемы (напр., электронов проводимости) и проявляется в более высоких порядках теории возмущений по сравнению с прямым обменом. Непрямой обмен между локализованными спинами через электроны проводимости наз. *косвенным обменным взаимодействием* или РККИ-взаимодействием (взаимодействием Рудермана — Киттела — Касуи — Иосиды). Осн. формой обменного взаимодействия в непроводящих кристаллах является взаимодействие между магн. ионами через промежуточные немагн. ионы (т. н. сверхобменное взаимодействие).

Значения обменных констант в (1) быстро уменьшаются с увеличением расстояния между взаимодействующими ионами. Поэтому в (1) часто ограничиваются учётом взаимодействия только ближайших соседей. Знак обменной константы в этом случае определяет тип магн. упорядочения в кристалле: при $J>0$ реализуется ферромагн. упорядочение, при $J<0$ — антиферромагнитное. При учёте обменного взаимодействия с ионами, следующими за ближайшими, знаки обменных констант могут чередоваться при переходе от ближайших соседей к следующим и т. д. В этом случае в кристалле могут существовать более сложные типы магнитного упорядочения: неколлинеарное, геликоидальное и т. д. (см. *Магнитная атомная структура*).

Гамильтониан обменного взаимодействия (1) изотропен, поэтому он не определяет направление намагниченности в ферромагнетике. Направление определяется *магнитной анизотропией*, к-рая обусловлена более слабыми релятивистскими взаимодействиями (спин-орбитальным и диполь-дипольным). Аналогично обстоит дело в антиферромагнетике с ориентацией вектора антиферромагнетизма, в ферримагнетике — с ориентацией намагниченностей подрешёток и т. д.

Обменные константы J_{ij} определяют темп-ру T_C, при к-рой возникает магн. упорядочение кристалла. Для ферромагнетика при учёте в гамильтониане (1) взаимодействия только ближайших соседних ионов и в приближении молекулярного поля темп-ра T_C и обменная константа J связаны соотношением

$$J = 3kT_C/2zS(S+1), \qquad (2)$$

где z — число ближайших соседей, S — спин иона. Согласно расчёту по ф-ле (2), для железа ($S=1$) при темп-ре $T_C=1043$К $J=1{,}19\cdot10^{-2}$ эВ. Более точные теории дают несколько бо́льшие значения обменных констант (на 30—40%).

Поскольку Г. м. приближённо описывает энергетич. спектр магнетика, наряду с этой моделью изучают модели с другой формой обмена (анизотропная Г. м., *Изинга модель*, XY-модель и др.). Принципиальное значение имеет антисимметричное обменное *Дзялошинского взаимодействие*, к-рое в простейшем случае описывается выражением $(\boldsymbol{D}[\boldsymbol{S}_1\boldsymbol{S}_2])$. Все анизотропные и антисимметричные поправки к гамильтониану (1) обусловлены *спин-орбитальным взаимодействием*. Для ионов, у к-рых в осн. состоянии орбитальный момент $\boldsymbol{L}\neq0$, используют обменный гамильтониан в форме (1), но параметры J_{ij} в нём заменяются ф-циями от операторов орбитальных моментов взаимодействующих ионов (Дж. Ван Флек, 1962). В случае многоэлектронных ионов учитывают также дополнительные негейзенберговские слагаемые в (1) вида $A(\boldsymbol{S}_i\boldsymbol{S}_j)^2$, $B(\boldsymbol{S}_i\boldsymbol{S}_j)^3$, . . ., описывающие одноврем. участие в обмене трёх, четырёх и т. д. электронов.

Лит.: Маттис Д., Теория магнетизма, пер. с англ., М., 1967; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985. *А. К. Звездин.*

ГЕЙЗЕНБЕРГА ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ к в а н т о в о й м е х а н и к и — один из осн. способов описания квантовомеханич. явлений, заключающийся в том, что вместо изменения во времени *вектора состояния* физ. системы (как в *Шрёдингера представлении*) рассматривается эволюция *операторов*, отвечающих физ. величинам.

Если $|\Psi_0\rangle$ — вектор состояния системы в нач. момент времени (t_0), то, согласно осн. постулату квантовой механики, вектор состояния этой системы в произвольный момент времени t, $|\Psi(t)\rangle$, в представлении Шрёдингера может быть записан в виде:

$$|\Psi_S(t)\rangle = \hat{U}(t, t_0)|\Psi_0\rangle, \quad (1)$$

где $\hat{U}(t, t_0)$ — *унитарный оператор* эволюции системы, $\hat{U}^+(t, t_0) = \hat{U}^{-1}(t, t_0)$ (знак $^+$ означает эрмитово сопряжение). Если гамильтониан системы ($\hat{H}$) не зависит от времени (напр., в замкнутой системе), то

$$\hat{U}(t, t_0) = e^{-(i/\hbar)\hat{H}(t-t_0)}. \quad (2)$$

Учитывая, что $\langle\Psi_S(t)| = \langle\Psi_0|\hat{U}^+(t, t_0)$, ср. значение $\langle F\rangle$ в момент времени t любой физ. величины F (к-рой отвечает в представлении Шрёдингера оператор $\hat{F}_S$) можно представить в виде ср. значения нек-рого оператора $\hat{F}_H$, взятого по нач. вектору состояния $|\Psi_0\rangle$:

$$\langle F\rangle = \langle\Psi_S(t)|\hat{F}_S|\Psi_S(t)\rangle =$$

$$= \langle\Psi_0|\hat{U}^+(t, t_0)\hat{F}_S U(t, t_0)|\Psi_0\rangle = \langle\Psi_0|\hat{F}_H|\Psi_0\rangle. \quad (3)$$

Оператор

$$\hat{F}_H = \hat{U}^+(t, t_0)\hat{F}_S\hat{U}(t, t_0) \quad (4)$$

наз. оператором физ. величины F в Г. п. Для любой физ. величины G, оператор к-рой коммутирует с гамильтонианом, $[\hat{G}, \hat{H}] = 0$ (в частности, для самого гамильтониана), $\hat{G}_H = \hat{G}_S$. Используя ур-ния для оператора эволюции

$$i\hbar\frac{\partial\hat{U}}{\partial t} = \hat{H}\hat{U}, \quad -i\hbar\frac{\partial\hat{U}^+}{\partial t} = \hat{U}^+\hat{H},$$

можно найти производную по времени от оператора $\hat{F}_H$:

$$\frac{d\hat{F}_H}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{F}_H] + \frac{\partial F_H}{\partial t}. \quad (5)$$

Ур-ние (5) вместе с правилами коммутации для операторов физ. величин служат основой квантовомеханич. описания динамич. систем в Г. п. Эквивалентность Г. п. и представления Шрёдингера вытекает из того, что векторы состояния и операторы физ. величин в обоих представлениях связаны унитарными преобразованиями (1) и (4) (см. *Представлений теория*). Отсюда, в частности, следует, что операторы $\hat{F}_H$ и $\hat{F}_S$ имеют одинаковые собственные значения (т. е. одинаковые спектры) и подчиняются одинаковым *перестановочным соотношениям*.

Если в качестве векторов состояния выбраны состояния $|n\rangle$ и $|m\rangle$ с определ. энергией ($\mathscr{E}_n$, $\mathscr{E}_m$): $\hat{H}|n\rangle = \mathscr{E}_n|n\rangle$, $H|m\rangle = \mathscr{E}_m|m\rangle$, то между матрицами операторов в представлении Шрёдингера и Г. п. существует простая связь:

$$\langle m|\hat{F}_H|n\rangle = e^{i\omega_{mn}t}\langle m|F_S|n\rangle, \quad \omega_{mn} = (\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n)/\hbar, \quad (6)$$

а матрица для оператора производной dF/dt (в случае, когда физ. величина F не зависит явно от времени) равна:

$$\langle m\left|\frac{d\hat{F}_H}{dt}\right|n\rangle = i\omega_{mn}\langle m|\hat{F}_S|n\rangle e^{i\omega_{mn}t}. \quad (7)$$

Для динамич. переменных (напр., координат q_i и импульсов p_i системы частиц) операторные ур-ния (5) при учёте условий коммутаций ($[\hat{p}_i, \hat{q}_j] = i\hbar\delta_{ij}$, где δ_{ij} — символ Кронекера) принимают вид, аналогичный ур-ниям классич. механики (*Гамильтона уравнениям*):

$$\frac{d\hat{q}_i}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{q}_i] = \frac{\partial\hat{H}}{\partial p_i}; \quad \frac{d\hat{p}_i}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{p}_i] = -\frac{\partial\hat{H}}{\partial q_i}$$

(см. *Эренфеста теорема*). Аналогично в квантовой теории поля уравнения для операторов поля в Г. п. совпадают с уравнениями для классич. полей; это обусловливает использование Г. п. в квантовой теории взаимодействующих полей.

Лит. см. при ст. *Представлений теория*. *С. С. Герштейн.*

ГЕЙ-ЛЮССАКА ЗАКОН идеальных газов — утверждает, что при пост. давлении объём V идеального газа меняется линейно с темп-рой:

$$V = V_0(1 + \alpha t)$$

(V_0 — нач. объём, t — разность нач. и конечной темп-р). Коэф. теплового расширения газов $\alpha = (1/273{,}15)\text{К}^{-1}$ одинаков для всех газов. Г.-Л. з. открыт независимо Ж. Л. Гей-Люссаком (J. L. Gay-Lussac) в 1802 и Дж. Дальтоном (J. Dalton) в 1801. Г.-Л. з. — частный случай *Клапейрона уравнения*. См. также *Газ*.

ГЕ́КТО... (от греч. hekatón — сто; г, h) — приставка для образования наименования кратной единицы, в 100 раз большей исходной. Напр.: 1 гВт = 100 Вт.

ГЕКТОПАСКА́ЛЬ (от *гекто...* и *паскаль*) — единица давления и механич. напряжения СИ, обозначается гПа. 1 гПа = 100 Па = 1000 дин/см² = 10,2 кгс/м² = 10^{-3} бар = 0,75 мм рт. ст.

ГЕ́ЛИЕВАЯ ВСПЫ́ШКА в астрофизике — процесс на звёздах, обусловленный выделением за короткое время значит. энергии при термоядерном горении гелия; вызывает изменение хим. состава звёзд, а иногда и их структуры. Г. в. рассматривают в теории эволюции звёзд, в частности эволюции *тесных двойных звёзд*.

Впервые понятие «Г. в.» было введено для описания неустойчивого горения гелия в частично вырожденном гелиевом ядре маломассивных звёзд с массой $M \leq 2{,}5\ M_\odot$ (масс Солнца). Горение гелия в вырожденном веществе звезды (см. *Вырожденный газ*) из-за слабой зависимости давления p от темп-ры T сначала не приводит к перестройке её структуры. Выделяемая ядерная энергия $\mathscr{E}$ идёт в осн. на увеличение тепловой энергии ионов, что в свою очередь ускоряет процесс ядерного горения. С достижением в ядре темп-ры вырождения, т. е. темп-ры, при к-рой давление вырожденного электронного газа становится равным давлению идеального газа, вырождение снимается, давление с ростом темп-ры начинает увеличиваться и ядро звезды под действием нарастающего давления быстро расширяется. Пока нет единой точки зрения на то, как происходит эволюция маломассивной звезды в течение Г. в., т. к. перестройка структуры звезды существенно зависит от характера конвективного переноса энергии во время вспышки. Возможно, что в ходе Г. в. часть массы звезды теряется (сбрасывается оболочка) и с изменением параметров звезды дальнейшее выгорание гелия происходит спокойно (звезда располагается на горизонтальном участке эволюц. кривой, см. *Эволюция звёзд*).

Др. тип Г. в. имеет место на стадии роста углеродно-кислородного ядра (С, О-ядра) у звёзд с массами (1,5—8) $M_\odot$ и водородным и гелиевым слоевыми источниками энергии.

Слоевые Г. в. являются повторяющимися, и время между вспышками уменьшается с увеличением массы вырожденного С,О-ядра. Время Δt между вспышками можно выразить приближённой ф-лой: $\lg\Delta t$ (лет) $= 3{,}05 - 4{,}5(M_C/M_\odot - 1{,}0)$, где M_C — масса С,О-ядра.

В ходе Г. в. происходит изменение хим. состава звезды. Гелий в осн. переходит в углерод [реакция ^{12}C (α, γ) ^{16}O малоэффективна]. Азот ^{14}N, к-рый образуется в водородном слоевом источнике (в *углеродно-азотном цикле*), посредством цепочки реакций ^{14}N (α, γ) ^{18}F ($\beta^+\nu$) ^{18}O (α, γ) ^{22}Ne переходит в неон. Когда масса С,О-ядра достигает $(0{,}9-1{,}0)M_\odot$, становятся эффективными след. реакции: $^{22}\text{Ne} + \alpha \rightarrow {}^{25}\text{Mg} + \text{n}$ и $\text{n} + \text{Fe}$, поставляющая продукты нейтронного захвата

(s-процесса, см. *Ядерная астрофизика*). По окончании Г. в. внеш. конвективная зона, проникающая в зону с изменённым хим. составом, может вынести образовавшиеся элементы на поверхность звезды. Т. к. звёзды красные сверхгиганты, имеющие слоевые источники энергии, интенсивно теряют массу, то они могут являться гл. поставщиками хим. элементов — продуктов s-процесса в *межзвёздную среду*.

Г. в. возможна также в *белых карликах*, интенсивно аккрецирующих вещество. При *аккреции* может образоваться массивный гелиевый карлик ($M_{\rm He} \gtrsim 0{,}6 M_\odot$), в к-ром горение гелия развивается в неустойчивом режиме и приводит к образованию детонационной волны. В конечном итоге происходит вспышка и полный разлёт вещества звезды с выбросом элементов группы железа и энерговыделением $\mathcal{E} \sim 10^{51}$ эрг. Такой карлик может быть предсверхновой I типа (см. *Сверхновые звёзды*).

Горение массивного слоя гелия [$M_{\rm He} \sim (0{,}1-0{,}3)M_\odot$], аккрецированного углеродно-кислородным карликом, может привести либо к образованию двойной детонационной волны (внутрь по углероду, наружу по гелию) и полному разлёту вещества звезды ($\mathcal{E} \sim \sim 10^{51}$ эрг) с выбросом элементов группы железа, либо к образованию одинарной детонационной волны (по гелию наружу, волна внутрь затухает), выбросу части вещества звезды в межзвёздную среду и формированию звёздного остатка (белого карлика); энергия взрыва $\sim \Delta M_{\rm He}/M_\odot \approx 3\cdot 10^{51}$ эрг, где $\Delta M_{\rm He}$ — масса гелиевого слоя.

Г. в. могут происходить и в оболочках аккрецирующих *нейтронных звёзд* (см. *Барстеры*).

Лит. см. при ст. *Эволюция звёзд*. *Э. В. Эргма.*

ГЕЛИЙ (от греч. hélios — солнце; лат. Helium), He, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, инертный газ, ат. номер 2, ат. масса 4,002602. Электронная конфигурация Г. $1s^2$. Энергия ионизации 24,587 эВ — самая высокая среди всех элементов. Радиус атома Г. по шкале Бокия — Белова 0,122 нм.

Природный Г. состоит из двух стабильных изотопов ^{4}He (99,999862%) и ^{3}He. Преобладание ^{4}He связано с его образованием при α-распаде природных радионуклидов Th, U и др. элементов. В 1 т гранита, содержащего 3 г U и 15 г Th, за 7,9 млн. лет образуется 1 мг ^{4}He, но за время существования Земли в её коре накопились заметные кол-ва Г. (по отношению содержания ^{4}He к содержанию Th и U определяют возраст минералов). В воздухе содержится ок. $5\cdot 10^{-4}$% Г. (по объёму). В природных и нефтяных газах содержание Г. иногда достигает 5—10% по объёму (обычно значительно ниже).

Ядра ^{4}He (*альфа-частица*) характеризуются очень высокой энергией связи (28,2937 МэВ), образование их из четырёх протонов сопровождается испусканием двух позитронов и двух нейтрино ($4\ ^1{\rm H} = {}^4{\rm He} + 2\beta^+ + + 2\nu$) и выделением огромной энергии. Реакция синтеза ^{4}He, по-видимому, является осн. источником энергии Солнца и др. звёзд, а также источником накопления значит. кол-в Г. во Вселенной.

Г.— лёгкий бесцветный одноатомный газ, плотность (при темп-ре 0 °С и давлении $1{,}013\cdot 10^5$ Па) 0,178467 кг/м^3, в воде плохо растворим (в 1 л воды при 0 °С растворяется 9,7 мл Г.). Теплопроводность (0 °С) 0,1438 Вт/м·К, вязкость (0 °С) 18,60 мкПа·с. Диэлектрич. проницаемость ε (при 0 °С и $1{,}013\cdot 10^5$ Па) 1,000074. ^{4}He слабо диамагнитен, $\chi = -0{,}78\cdot 10^{-13}$ м^3/кг. Показатель преломления гелия для жёлтой линии $n_D = =1{,}000034$.

Темп-ра кипения —4,22 К — самая низкая среди всех жидкостей, *гелий жидкий* обладает рядом уникальных свойств. Г.— единственный элемент, к-рый не отвердевает при нормальном давлении, переход в твёрдое состояние возможен только при давлениях св. 2,5 МПа (см. *Гелий твёрдый*).

Химически Г. пассивен, устойчивые соединения Г. неизвестны. В атмосфере Г. проводят плавку, резку и сварку мн. металлов и сплавов, выращивание полупроводниковых и др. монокристаллов. Высокая теплопроводность Г. в сочетании с низкой способностью его ядер вступать в реакцию с нейтронами позволяет использовать Г. для охлаждения атомных реакторов.

Лит.: Фастовский В. Г., Ровинский А. Е., Петровский Ю. В., Инертные газы, 2 изд., М., 1972.

С. С. Бердоносов.

ГЕЛИЙ ЖИДКИЙ. Жидкие ^{3}He и ^{4}He (и их растворы) — единственные в природе жидкости, не затвердевающие при абс. нуле темп-ры (при атм. давлении). Благодаря малой массе атомов гелия и характерному для атомов благородных газов слабому притяжению между ними при понижении темп-ры квантовые эффекты в Г. ж. («нулевые колебания» атомов при $T=0$) препятствуют его кристаллизации. ^{3}He и ^{4}He — *квантовые жидкости*: при $T \lesssim 2$ К квантовые эффекты определяют поведение этих жидкостей и различие их свойств, вызванное различием в квантовой статистике, к-рой подчиняются ансамбли из атомов ^{3}He и ^{4}He. Жидкий ^{4}He — бозе-жидкость, т. к. его атомы — *бозоны*; их *спин* равен нулю, они подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*. Жидкий ^{3}He, состоящий из *фермионов* — атомов со спином $^1/_2$, подчиняющихся *Ферми — Дирака статистике*, является ферми-жидкостью.

С понижением темп-ры T жидкий ^{4}He при $T=T_\lambda$ (в т. н. λ-точке) испытывает *фазовый переход* 2-го рода, новую фазу называют He II. Темп-ра $T_\lambda = 2{,}17$ К соответствует давлению насыщенных паров Г. ж., с ростом давления T_λ уменьшается (рис. 1). He II обладает аномально высокой теплопроводностью и *сверхтекучестью* (П. Л. Капица, 1938). Вязкость He II, измеренная методом колеблющегося диска, тем не менее отлична от нуля и вблизи T_λ мало отличается

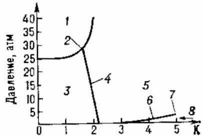


Рис. 1. Диаграмма состояния ^{4}He: *1* — твёрдый ^{4}He, *2* — кривая плавления, *3* — жидкий He II, *4* — λ-линия (линия λ-точек), *5* — жидкий He I, *6* — кривая испарения, *7* — критическая точка, *8* — газообразный ^{4}He.

от вязкости нормального (несверхтекучего) ^{4}He. Это противоречие разрешается в *Ландау теории сверхтекучести* (двухжидкостная модель He II, Л. Д. Ландау, 1941), согласно к-рой He II состоит из двух компонентов: нормального и сверхтекучего. Сверхтекучий

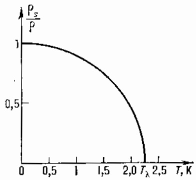


Рис. 2. Температурная зависимость относительного содержания (ρ_s/ρ) сверхтекучего компонента в He II. При критической температуре T_λ значение $\rho_s/\rho = 0$.

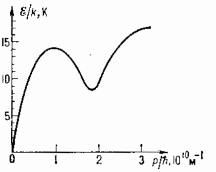


Рис. 3. Спектр возбуждений в He II, измеренный в нейтронных экспериментах; $\mathcal{E}$ — энергия квазичастицы, p — её импульс.

компонент — идеальная жидкость с потенциальным течением — не обладает *энтропией* и не испытывает сопротивления при протекании сквозь узкие капилляры. Её плотность ρ_s совпадает с полной плотностью жидкости ρ при $T=0$ К и уменьшается с ростом T

до нуля при $T=T_\lambda$ (рис. 2). Нормальный компонент — остальная часть жидкости с плотностью $\rho_n=\rho-\rho_s$ — ведёт себя как обычная вязкая жидкость, что приводит к затуханию колеблющегося в He II диска. При темп-рах, близких к абс. нулю, нормальный компонент представляет собой газ возбуждений в идеальной жидкости (газ *фононов* и *ротонов*; спектр возбуждений He II, полученный в экспериментах по рассеянию нейтронов в He II, приведён на рис. 3). Аномально высокая теплопроводность He II связана с тем, что теплота в нём может переноситься движением нормального компонента при отсутствии полного потока массы, к-рый компенсируется противотоком сверхтекучего компонента, не несущего теплоты. Благодаря такому механизму переноса теплоты в He II кроме обычного (первого) *звука* существует *второй звук — температурные волны*. Двухжидкостная модель объясняет большинство др. эффектов, присущих сверхтекучей жидкости: *механокалорический эффект*; *термомеханический эффект*; существование критич. скорости течения, начиная с к-рой сверхтекучий компонент испытывает трение; существование плёнки на стенках сосуда, благодаря к-рой выравниваются уровни He II в сосудах, разделённых стенкой; третий звук, четвёртый звук и др. (см. *Звук* в сверхтекучем гелии).

Существование двух видов течений в He II является следствием квантовой статистики Бозе — Эйнштейна [Л. Тиса (L. Tisza), 1938]. Это доказано на модели слабонеидеального бозе-газа (Н. Н. Боголюбов, 1947), в к-ром при понижении темп-ры происходит бозе-конденсация: накопление в одном квантовом состоянии с наименьшей энергией макроскопич. числа бозонов.

В результате бозе-конденсации в жидкости возникает сверхтекучий компонент — макроскопич. фракция жидкости, движение частиц к-рой когерентно, т. е. описывается единой квантовомеханич. *волновой функцией* $\Psi=\rho_s^{1/2}e^{i\varphi}$ (см. *Когерентность*, *Квантовая жидкость*). Течение сверхтекучего компонента потенциально (см. *Потенциальное течение*), т. к. его скорость v_s связана с фазой волновой ф-ции φ квантовомеханич. соотношением $v_s=(\hbar/m)\nabla\varphi$ (m — масса бозона), справедливым для He II при $m=m_4$, где m_4 — масса атома ^{4}He.

Макроскопич. когерентность приводит также к следствиям, отличающим сверхтекучий компонент от просто идеальной жидкости с потенциальным течением. Из-за непрерывности конденсатной ф-ции Ψ её фаза φ при обходе по замкнутому контуру может меняться на $2\pi N$, где N — целое число. Это означает, что циркуляция сверхтекучей скорости $K=\oint v_s dr$ по любому замкнутому контуру принимает дискретные значения $K=Nh/m$. В топологически односвязном сосуде (цилиндрич., сферич. и др.) K может быть отличным от нуля только при обходе вокруг особых линий, на к-рых сверхтекучесть нарушена (т. е. $\rho_s=0$), — т. н. *квантованных вихрей* [Л. Онсагер (L. Onsager), 1949; Р. Фейнман (R. Feynman), 1955]. Квантованные вихри отличаются от вихрей в нормальной жидкости (см. *Вихревое движение*) тем, что циркуляция K вокруг них квантована (квант циркуляции равен h/m) и поэтому квантованные вихри устойчивы и не размываются при наличии вязкости. Квантованные вихри не могут оканчиваться внутри сосуда, они либо пронизывают всю толщу жидкости, либо образуют замкнутые вихревые кольца. Вихревые кольца обнаружены в экспериментах с ионами, инжектируемыми в He II. Квантованные вихри с прямолинейными осями обнаружены в экспериментах с вращающимся сосудом, где они образуют двухмерную периодич. решётку (за счёт отталкивания вихрей). Вихревое движение сверхтекучего компонента имитирует его вращение вместе с сосудом, т. е. наличие квантованных вихрей создаёт в ср. картину, аналогичную вращению нормальной жидкости вместе с сосудом.

В топологически неодносвязном сосуде, напр. в замкнутом кольцевом канале, циркуляция K может быть отлична от нуля без нарушения сверхтекучести. Течения в канале с $K\neq 0$ чрезвычайно устойчивы в силу дискретного характера K и могут циркулировать сутками. Ср. скорость течения жидкости в канале не может изменяться непрерывно, поскольку это привело бы к непрерывному изменению циркуляции. Уменьшение K возможно лишь скачками — с изменением N на целое число за счёт рождения квантованных вихрей. Этот процесс требует энергетич. затрат, и его вероятность мала.

Жидкий ^{3}He — ферми-жидкость, свойства к-рой при $T\leqslant 0{,}1$ К хорошо описываются теорией ферми-жидкости Ландау. Согласно этой теории, ферми-жидкость можно представить как систему квазичастиц, подчиняющихся статистике Ферми — Дирака и заполняющих квантовые состояния внутри *ферми-поверхности* в импульсном пространстве. Наличие ферми-поверхности определяет осн. свойства ферми-жидкости при низких темп-рах: её *теплоёмкость* пропорциональна T, *магнитная восприимчивость* не зависит от T, вязкость с уменьшением темп-ры растёт как $1/T^2$. В ферми-жидкости могут существовать высокочастотные звуки, связанные с колебаниями ферми-поверхности (см. *Нулевой звук*). В ^{3}He наблюдаются два нулевых звука: продольный и поперечный.

С понижением темп-ры при $T=T_c$ жидкий ^{3}He испытывает фазовый переход 2-го рода в сверхтекучее состояние [Д. Ошеров (D. Osheroff), Р. Ричардсон (R. Richardson), Д. Ли (D. Lee), 1972]. Критич. темп-ра T_c — 2,6 мК (на кривой плавления), она уменьшается

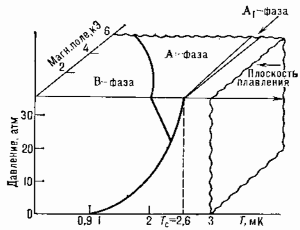


Рис. 4. Фазовая диаграмма ($p-T-H$) сверхтекучих фаз ^{3}He.

с понижением давления p до $T_c=0{,}9$ К при $p=0$. Имеются три сверхтекучие фазы A, B и A_1: фазы A и B разделены на фазовой диаграмме (рис. 4) кривой фазового перехода 1-го рода, фаза A_1 существует только в магн. поле.

Сверхтекучесть ^{3}He, как и сверхпроводимость электронов в металле — следствие *Купера эффекта* (образования пар квазичастиц с противоположными импульсами на ферми-поверхности). Куперовские пары являются бозонами (спин пары равен 0 в сверхпроводниках и 1 в сверхтекучих фазах ^{3}He) и образуют бозе-конденсат. В отличие от электронных куперовских пар в сверхпроводниках с $L=0$ (нулевым моментом импульса относительного движения квазичастиц в паре), у куперовских пар во всех сверхтекучих фазах $L=1$. Куперовские пары различных сверхтекучих фаз ^{3}He отличаются проекциями спина и момента импульса на направление осей квантования. В силу макроскопич. когерентности все куперовские пары в бозе-конденсате имеют общее направление осей квантования спина и общее направление осей квантования момента импульса. Поэтому сверхтекучие фазы ^{3}He обладают пространственной (т. н. орбитальной) и *магнитной анизотропией*, т. е. являются одновременно *жидкими кристаллами* и упорядоченными магнетиками. Последнее позволяет применять для исследования сверхтекучих фаз методы *ЯМР* (магн. момент атомов ^{3}He сосредоточен в ядрах). Динамика ядерных магн. моментов сверхтекучих фаз и частóты продольного и поперечного ЯМР определяются ур-ниями Леггетта (A. Leggett, 1974).

Структура куперовских пар в фазах A, B и A_1 разная, поэтому сверхтекучие, магн. и жидкокристаллич. свойства этих фаз различны.

A-фаза ^{3}He обладает осью магн. анизотропии и осью орбитальной жидкокристаллич. анизотропии, характеризуемыми единичными векторами $\boldsymbol{d}$ и $\boldsymbol{l}$. Векторы $\boldsymbol{d}$ и $\boldsymbol{l}$ являются осями квантования соответственно спинового и орбитального моментов импульса куперовских пар. Проекция спина пары $\boldsymbol{S}$ на ось $\boldsymbol{d}$ равна нулю, т. е. спины пар равновероятно ориентированы в плоскости, перпендикулярной к $\boldsymbol{d}$, так что ср. ядерный магн. момент у пары отсутствует и A-фаза является жидким одноосным *антиферромагнетиком*. Магн. восприимчивость A-фазы совпадает с магн. восприимчивостью нормального ^{3}He. Проекция орбитального момента пары $\boldsymbol{L}$ на ось $\boldsymbol{l}$ равна 1, т. е. орбитальные моменты всех пар направлены по $\boldsymbol{l}$. Куперовские пары частично вовлекают во вращат. движение электроны атомов, в результате A-фаза обладает небольшим электронным ферромагн. моментом ($\sim 10^{-11}$ магнетонов Бора на атом), направленным вдоль $\boldsymbol{l}$, и является жидким *ферромагнетиком*.

Направления осей $\boldsymbol{d}$ и $\boldsymbol{l}$ произвольны, т. е. состояния A-фазы вырождены по энергии относительно поворотов этих осей. Вырождение снимается внеш. магн. полем, ориентирующим $\boldsymbol{d}$ перпендикулярно полю; граничными условиями, ориентирующими $\boldsymbol{l}$ по нормали к границе; сверхтекучим потоком, ориентирующим $\boldsymbol{l}$ вдоль потока; слабым *спин-орбитальным взаимодействием*, ориентирующим $\boldsymbol{l}$ и $\boldsymbol{d}$ параллельно друг другу. Если ориентирующие взаимодействия конкурируют

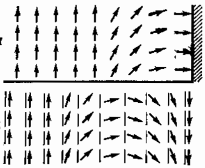


Рис. 5. Текстуры в A-фазе ^{3}He: *а* — текстура вблизи границы сосуда (магнитное поле перпендикулярно границе), *б* — топологически устойчивая текстура — солитон; линии со стрелками — $\boldsymbol{l}$-вектор, линии без стрелок — $\boldsymbol{d}$-вектор.

между собой, возникают текстуры: неоднородные в пространстве распределения полей $\boldsymbol{l}(\boldsymbol{r})$ и $\boldsymbol{d}(\boldsymbol{r})$ [на рис. 5, *а* изображена текстура $\boldsymbol{l}(\boldsymbol{r})$, возникающая в магн. поле, перпендикулярном границе; поле $\boldsymbol{l}$ изображено стрелками]. Плавное изменение поля $\boldsymbol{l}$ в текстуре обеспечивается макроскопич. когерентностью, стремящейся сделать распределение однородным и приводящей к росту энергии при деформации поля. Текстуры могут существовать и в том случае, если они энергетически невыгодны, но не могут непрерывно исчезать в силу топологич. причин. На рис. 5, *б* изображена одна из таких текстур — топологический солитон, обнаруженный в A-фазе в экспериментах с ЯМР. В этой текстуре области параллельной и антипараллельной ориентаций векторов $\boldsymbol{l}$ и $\boldsymbol{d}$, соответствующих минимуму энергии спин-орбитального взаимодействия, разделены областью неоднородного распределения $\boldsymbol{l}$ и $\boldsymbol{d}$ (областью солитона), где ориентация $\boldsymbol{l}$ относительно $\boldsymbol{d}$ меняется на противоположную. Солитон приводит к дополнит. резонансному пику поглощения в ЯМР, возникающему из-за возбуждения локализованных на солитоне спиновых волн. Классификация всех возможных топологически устойчивых структур в сверхтекучих фазах A, B и A_1 и др. упорядоченных средах осуществляется методами гомотопич. *топологии*.

Текстуры вектора $\boldsymbol{l}$ существенно влияют на сверхтекучие свойства A-фазы. Если поле $\boldsymbol{l}$ однородно, сверхтекучесть A-фазы описывается обобщённой двухжидкостной моделью Ландау, учитывающей орбитальную анизотропию. Сверхтекучие свойства оказываются анизотропными: плотность сверхтекучего компонента является одноосным тензором $\rho_s^{ik}=\rho_s\delta^{ik}-\rho_0 l^i l^k$ ($\rho_0=\rho_s/2$ при $T\to T_c$ и $\rho_0\to 0$ при $T\to 0$); скорость четвёртого звука и затухание первого звука зависят от направления их распространения. Последнее позволяет исследовать текстуры вектора $\boldsymbol{l}$ по данным о затухании ультразвука в A-фазе в зависимости от направления его распространения.

В присутствии текстур сверхтекучие свойства A-фазы резко меняются: сверхтекучее течение перестаёт быть потенциальным, циркуляция сверхтекучей скорости по замкнутому контуру ($\oint \boldsymbol{v}_s d\boldsymbol{r}$) в текстуре не квантуется и зависит от выбора контура интегрирования [Н. Д. Мермин (N. D. Mermin), Т. Л. Хо (T. L. Ho), 1977]. Это приводит, во-первых, к существованию вихрей с непрерывно распределённой завихрённостью (rot $\boldsymbol{v}_s$), к-рые тем не менее отличаются от вихрей в нормальной жидкости своей топологич. устойчивостью. Эти вихри были обнаружены методом ЯМР во вращающемся сосуде по дополнит. пику поглощения. Во-вторых, в отличие от He II, макроскопич. поток сверхтекучего компонента при течении по каналу (трубке) может непрерывно изменяться (диссипировать за счёт трения и перехода кинетич. энергии в теплоту), вызывая пространственно-временные осцилляции поля $\boldsymbol{l}$ (их наблюдали в экспериментах с распространением ультразвука). Этот периодич. процесс является аналогом нестационарного *Джозефсона эффекта* в сверхпроводниках. На поверхности канала, где вектор $\boldsymbol{l}$ фиксирован, пристеночный слой сверхтекучего компонента может испытывать торможение за счёт рождения поверхностных квантованных вихрей — б у д ж у м о в (стянутых в точку вихрей), обладающих

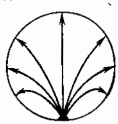


Рис. 6. Текстура вектора $\boldsymbol{l}$ в сферическом сосуде с гелием (случай незатухающего сверхтекучего движения). Точечная особенность в векторном поле $\boldsymbol{l}$ на поверхности сосуда — буджум с $N=2$.

чётным числом N квантов $K=h/m$ циркуляции сверхтекучей скорости по контуру, лежащему в плоскости стенки, где $m=2m_3$ — масса бозона (двух атомов ^{3}He). В-третьих, в сосудах определ. формы, напр. в сферических, всегда, даже в осн. состоянии, имеется циркуляционное сверхтекучее движение, вызываемое образующейся в этом сосуде текстурой (рис. 6). Это движение обладает моментом импульса и может быть обнаружено по гироскопич. эффекту.

Уникальность сверхтекучих свойств A-фазы — следствие специфич. спонтанного нарушения симметрии. Состояния A-фазы не инвариантны относительно *калибровочного преобразования*, а также относительно пространственных и спиновых вращений, однако инвариантны относительно определ. комбинации этих преобразований: калибровочное преобразование + поворот вокруг оси $\boldsymbol{l}$. В результате сверхтекучие свойства, являющиеся следствием нарушения калибровочной симметрии, оказываются связанными с жидкокристаллич. свойствами, возникающими из-за нарушения симметрии относительно пространственных поворотов. Комбинированная инвариантность приводит также к возможности существования в A-фазе вихрей с полуцелым числом квантов циркуляции. В B-фазе квазичастицы образуют изотропные пары, орбитальные состояния к-рых характеризуются тремя равновероятными проекциями ± 1 и 0 момента импульса $\boldsymbol{L}=1$ на направление оси квантования, а спиновое состояние — равновероятными проекциями $\pm 1, 0$ спина пары $\boldsymbol{S}=1$ на направление оси квантования спина. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия взаимная ориентация осей квантования произвольна и состояния B-фазы вырождены относительно трёхмерных поворотов спиновых осей по отношению к направлению орбитальных. Трёхмерные повороты задают матрицей трёхмерных вращений R_{ik}, к-рая выражается через компоненты единичного вектора $\boldsymbol{n}$ оси поворота и угол поворота θ. Состояние куперовских пар в B-фазе обладает «полным моментом импульса» $I=0$, где I — собств. значение оператора $\hat{I}_i=\hat{L}_i+R_{ik}\hat{S}_i$ ($\hat{L}$ и $\hat{S}$ — операторы орбитального момента и спина). Вырождение снимается спин-орбитальным взаимодействием, энергия к-рого минимальна при $\theta=\arccos(-^1/_4)\approx 104°$ (т. н. магический угол, наблюдаемый в ЯМР-экспериментах), а также стенками сосуда, магн. полем и сверхтекучим потоком, ориентирующими вектор $\boldsymbol{n}$. Частоты ЯМР чувствительны к ориентации $\boldsymbol{n}$ относительно внеш. магн. поля, что позволяет измерять слабые ориентирующие воздействия на вектор $\boldsymbol{n}$.

Сверхтекучие свойства B-фазы во многом аналогичны свойствам He II. Плотность сверхтекучего компонента изотропна, но становится анизотропной в магн. поле. В B-фазе сверхтекучее течение потенциально и имеются квантов. вихри с квантом циркуляции h/m.

Система вихрей во вращающемся сосуде обнаружена методом ЯМР, благодаря ориентирующему влиянию вихрей на вектор $\boldsymbol{n}$. Вихри в He II и в ^{3}He-B отличаются структурой их ядра: на оси вихря в He II сверхтекучесть нарушается ($\rho_s=0$), ядро вихря в B-фазе может содержать др. сверхтекучую фазу. Экспериментально обнаружены фазовый переход 1-го рода от одной структуры ядра вихря в другую при $T=0{,}6T_c$ ($p=29{,}4$ атм, или $29{,}7\cdot 10^5$ Па) и магн. момент вихря, сосредоточенный в ядре и направленный по вектору $R_{ik}\Omega_k$ (Ω — направление оси вихря). Магн. момент вихря — следствие специфич. спонтанного нарушения симметрии в B-фазе, связывающего жидкокристаллич. и магн. свойства: состояния B-фазы инвариантны относительно определ. комбинации пространственных и спиновых вращений. В результате, если в жидкости имеется орбитальный момент кол-ва движения $\boldsymbol{L}$, напр. за счёт сверхтекучего движения вокруг вихря, то обязательно имеется и спиновый момент $S_i \sim R_{ik}L_k$, и наоборот, магн. поле создаёт орбитальное движение.

Существование фазы A_1 связано с тем, что в магн. поле ферми-поверхности частиц со спином в в е р х и со спином в н и з разнесены, поэтому при понижении темп-ры происходит сначала переход из нормального состояния в A_1-фазу с образованием куперовских пар в состоянии только со спином вверх. При дальнейшем понижении темп-ры она переходит в A-фазу (фазовый переход 2-го рода), где образуются также и пары со спином вниз.

В A_1-фазе сверхтекучие свойства связаны не только с жидкокристаллическими, но и с магн. свойствами. Это, в частности, приводит к тому, что второй звук в A_1-фазе взаимодействует со спиновыми волнами и скорость его гораздо больше, чем в фазах A и B. Благодаря этому второй звук в A_1-фазе экспериментально наблюдать гораздо легче, чем в др. фазах.

Лит.: Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Паттерман С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Воловик Г. Е., Минеев В. П., Физика и топология, М., 1980; Минеев В. П., Сверхтекучий ^{3}He. Введение в предмет, «УФН», 1983, т. 139, с. 303; Воловик Г. Е., Сверхтекучие свойства A-фазы He^3, там же, 1984, т. 143, с. 73. *Г. Е. Воловик.*

ГЕЛИЙ ТВЁРДЫЙ — *гелий* в кристаллич. состоянии, существует только при достаточно высоких давлениях. Известны три устойчивые кристаллич. модификации ^{4}He: гексагональная плотноупакованная при давлениях выше 25 атм (2,5 МПа); кубическая объёмноцентрированная в узкой области диаграммы состояния ^{4}He, примыкающей к кривой плавления в интервале темп-р 1,46—1,77 (см. рис. 1 к ст. *Гелий жидкий*); кубическая гранецентрированная при темп-рах $T>14{,}9$ К и давлениях >105 МПа (1050 атм). Для Г. т. характерны низкая плотность (до 0,19 г/см^3) и высокая сжимаемость (до $3{,}5\cdot 10^{-8}$ Па$^{-1}$). При исследовании механич. свойств Г. т. обнаруживает высокую *пластичность*, предел текучести при сдвиговых деформациях порядка 10^3 Па. По оптич. свойствам Г. т., как и жидкий гелий,— прозрачная бесцветная среда, показатель преломления к-рой близок к 1 (1,038 при 2,5 МПа), гексагональная плотноупакованная фаза обладает слабым двойным лучепреломлением ($n_l-n_0=+2{,}8\cdot 10^{-6}$). Г. т.— диэлектрик, электрич. прочность его достигает 10^7 В/см. К особенностям Г. т. следует отнести низкие значения *Дебая температуры* (до $\theta_D=25$ К) и сравнительно большую роль ангармонизма тепловых колебаний (см. *Динамика кристаллической решётки*). Кроме того, в Г. т., как и в жидком, практически нерастворимы примеси, за исключением лёгкого изотопа гелия ^{3}He.

Большая амплитуда колебаний атомов Г. т. при $T=0$ К (нулевых колебаний) приводит к неустойчивости его кристаллич. состояния при давлениях ниже 2,5 МПа. Это обусловливает и др. необычные свойства Г. т., что заставляет отнести его к особому классу твёрдых тел — к т. н. *квантовым кристаллам*, к-рые отличаются прежде всего необычным характером движения точечных дефектов (напр., *вакансий*). В обычных классич. кристаллах при достаточно низких темп-рах такие дефекты оказываются «замороженными» в определ. положениях в кристаллич. решётке. В Г. т. из-за большой амплитуды нулевых колебаний атомов отлична от 0 вероятность квантового туннелирования дефекта, напр., из одного узла решётки в соседний узел. Если эта вероятность достаточно велика (как это имеет место в случае вакансий и примесных атомов ^{3}He), то дефект делокализуется, т. е. движется как квазичастица, обладающая определ. энергией и квазиимпульсом (см. *Вакансион*, *Дефектон*). Процессы диффузии таких дефектов подчиняются другим закономерностям, чем обычная классическая диффузия (см. *Квантовая диффузия*).

Квантовые эффекты существ. образом влияют также на поверхностные процессы в кристаллах He. В частности, при $T<1$ К движение межфазной границы между жидким и твёрдым гелием (т. е. рост и плавление кристалла) может происходить практически бездиссипативным образом. Это обеспечивает возможность существования слабо затухающих колебаний поверхности Г. т., обусловленных периодич. плавлением и кристаллизацией. Эти т. н. *кристаллизационные волны* во многом аналогичны капиллярным волнам на поверхности жидкости.

Твёрдый ^{3}He также известен в трёх кристаллич. модификациях: объёмноцентрированной кубической при давлениях 2,9—13,5 МПа и темп-рах $T<3{,}1$ К, гексагональной плотноупакованной при более высоких давлениях и темп-рах и гранецентрированной кубической при давлении выше 161 МПа и $T\geq 18$ К. Физ. свойства твёрдого ^{3}He аналогичны свойствам твёрдого ^{4}He. Отличия обусловлены гл. обр. наличием спина $I=^1/_2$ у ядра ^{3}He. При не слишком низких темп-рах твёрдый ^{3}He — ядерный парамагнетик с восприимчивостью, подчиняющейся *Кюри — Вейса закону* (см. *Ядерный парамагнетизм*). При $T<1$ мК твёрдый ^{3}He — *антиферромагнетик*. Антиферромагнетизм ^{3}He обусловлен обменным взаимодействием между ядерными спинами (значительно более слабым по сравнению с взаимодействием в жидком ^{3}He). Энтропия твёрдого ^{3}He при $T>1$ мК практически постоянна и равна: $R\ln 2$ (где R — газовая постоянная). Это приводит к наличию глубокого минимума на кривой плавления при $T=0{,}32$ К. Поэтому кристаллизация ^{3}He при $T<0{,}32$ К в условиях, близких к адиабатическим, вызывает понижение темп-ры (*Померанчука эффект*). Эффект Померанчука лежит в основе одного из наиб. эффективных методов получения темп-р порядка 1 мК (см. *Низкие температуры*).

Лит.: Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 251; Лоунасмаа О. В., Принципы и методы получения температуры ниже 1 К, пер. с англ., М., 1977; Квантовые жидкости и кристаллы, [Сб. ст.], пер. с англ., М., 1979; Кешишев К. О., Паршин А. Я., Бабкин А. В., Кристаллизационные волны в He^4, «ЖЭТФ», 1981, т. 80, с. 716; Wilks J., The properties of liquid and solid helium, Oxf., 1967. *А. Я. Паршин.*

ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ ЛАЗЕР — см. в ст. *Газоразрядные лазеры.*

ГЕЛИКОН (от греч. hélix, род. падеж. hélikos — кольцо, спираль) — слабо затухающая эл.-магн. волна, возбуждающаяся в газовой *плазме* или *плазме твердых тел*, к-рая находится в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$. Электрич. поле Г. $\boldsymbol{E}$ эллиптически поляризовано в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$. Степень эллиптичности равна $\cos\vartheta$, где ϑ — угол между $\boldsymbol{H}$ и направлением распространения волны (волновым вектором $\boldsymbol{k}$). При этом вектор $\boldsymbol{E}$ вращается в ту же сторону, в какую вращаются избыточные носители заряда в поле $\boldsymbol{H}$. Магн. поле волны имеет круговую поляризацию в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{k}$.

Г. возникает за счёт недиссипативного холловского (электрич.) дрейфа заряж. частиц (носителей заряда) в сильном магн. и эл.-магн. полях (см. *Холла эффект*). В металлах существование Г. теоретически предсказано О. В. Константиновым и В. И. Перелем, в полупроводниках — П. Эгреном (P. Aigrain). В ионосферной плазме Г. известны под назв. свистящие *атмосферики* (или вистлеры).

Спектр Г. квадратичный:

$$\omega(k)=\frac{k^2cH\cos\vartheta}{4\pi|e|\cdot|N_1-N_2|},\qquad(1)$$

где ω — частота, N_1 и N_2 — концентрации электронов и дырок, e — их заряд. Декремент затухания γ Г. в металле и *вырожденном полупроводнике* определяется выражением:

$$\gamma=\omega\left[\frac{\nu(1+\cos^2\vartheta)}{2\Omega}+\frac{3\pi}{16}\frac{kv_F}{\Omega}\sin^2\vartheta\right],\qquad(2)$$

где ν — частота столкновений носителей заряда, Ω — *циклотронная частота*, v_F — ферми-скорость электронов. Первый член во (2) связан со столкновительным поглощением, второй — описывает бесстолкновительное магн. *Ландау затухание*, обусловленное электронами, движущимися в фазе с волной. Сравнение частоты Г. ω с логарифмич. декрементом затухания γ показывает, что Г. существует только в сильном поле $\boldsymbol{H}$, когда частота соударений носителей $\nu\ll\Omega$, $kv_F\ll\Omega$ и $\omega\ll\Omega$. Спектр Г. простирается вплоть до предельной частоты ω_L, величина к-рой зависит от соотношения kv_F, ω и ν. Если $kv_F\ll\nu$, то $\omega_L=\Omega$, т. е. предельная частота обусловлена сильным циклотронным поглощением (см. *Циклотронный резонанс*). При $kv_F\gg\nu$ величина ω_L обусловлена доплер-сдвинутым циклотронным резонансом:

$$\omega_L=\Omega-kv_F.\qquad(3)$$

Если $kv_F\gg\omega$, то:

$$\omega_L=\frac{2\Omega^3c^3}{3\omega_{п}^2v^2},\qquad(4)$$

где $\omega_{п}$ — плазменная частота электронов.

Г. низких частот могут наблюдаться в форме *стоячих волн* в образце конечных размеров, когда все три компоненты волнового вектора принимают дискретные значения $k_i=n_i\pi/a_i$ ($i=x,\ y,\ z$), где n_i — целые числа, a_i — размеры образца вдоль осей x, y, z.

При низких темп-рах, когда энергия теплового движения во много раз меньше расстояния между *Ландау уровнями* $\hbar\Omega$, бесстолкновительное затухание Г. испытывает гигантские квантовые осцилляции. На низких частотах при $\hbar\omega\ll kT$ это затухание описывается ф-лой:

$$\gamma_{кв}=q\gamma_{кл};\quad q\approx\frac{\hbar\Omega}{4kT}\,\mathrm{ch}^{-2}\left(\frac{\mathcal{E}_F-M\hbar\Omega}{2kT}\right),\qquad(5)$$

где M — ближайшее к величине $[(\mathcal{E}_F/\hbar\Omega)-{}^1/_2]$ целое число

$$q_{макс}\approx\hbar\Omega/4kT,\quad q_{мин}=8q_{макс}\exp(-\hbar\Omega/2kT).$$

Г. может взаимодействовать со звуковыми колебаниями. Наиб. сильным это взаимодействие оказывается в области т. н. геликон-фононного резонанса. Спектр и затухание связанных геликон-звуковых волн определяется из дисперсионного ур-ния (при $\vartheta=0$):

$$[\omega^2-\omega^2(k)-2i\omega\gamma](\omega^2-k^2s^2)=\omega^2\frac{k^2H^2}{4\pi\rho},\qquad(6)$$

где ρ — плотность кристалла, s — скорость звука. Взаимодействие звука с Г. обусловлено индукц. силой $[\boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{H}]/c$ ($\boldsymbol{j}$ — плотность тока), действующей со стороны электронов на кристалл, и индукц. электрич. полем $[\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{H}]/c$, где $\boldsymbol{u}$ — скорость распространения колебаний кристаллич. решётки.

Лит.: Константинов О. В., Перель В. И., О возможности прохождения электромагнитных волн через металл в сильном магнитном поле, «ЖЭТФ», 1960, т. 38, с. 161; Aigrain P., Les «Helicons» dans les semiconducteurs, in: Proc. Int. Conf. on Semiconduction Phys., Prague, 1960, Prague, 1961, p. 224; Kaner E. A., Skobov V. G., Electromagnetic waves in metals in a magnetic field, «Adv. Phys.», 1968, v. 17, p. 605. *Э. А. Канер.*

ГЕЛЛ-МАНА МАТРИЦЫ — унитарные 3×3 матрицы λ_a ($a=1,\ 2,\ \ldots,8$), удовлетворяющие условию $\mathrm{Sp}(\lambda_a\lambda_b)=2\delta_{ab}$, $\mathrm{Sp}\lambda_a=0$ ($a,\ b=1,\ 2,\ \ldots,\ 8$) (δ_{ab} — *Кронекера символ*). Явный вид матриц λ_a следующий:

$$\lambda_1=\begin{pmatrix}0&1&0\\1&0&0\\0&0&0\end{pmatrix},\quad\lambda_2=\begin{pmatrix}0&-i&0\\i&0&0\\0&0&0\end{pmatrix},\quad\lambda_3=\begin{pmatrix}1&0&0\\0&-1&0\\0&0&0\end{pmatrix},$$

$$\lambda_4=\begin{pmatrix}0&0&1\\0&0&0\\1&0&0\end{pmatrix},\quad\lambda_5=\begin{pmatrix}0&0&-i\\0&0&0\\i&0&0\end{pmatrix},\quad\lambda_6=\begin{pmatrix}0&0&0\\0&0&1\\0&1&0\end{pmatrix},$$

$$\lambda_7=\begin{pmatrix}0&0&0\\0&0&-i\\0&i&0\end{pmatrix},\quad\lambda_8=\begin{pmatrix}1/\sqrt{3}&0&0\\0&1/\sqrt{3}&0\\0&0&-2/\sqrt{3}\end{pmatrix}.$$

Матрицы λ_a введены М. Гелл-Маном (M. Gell-Mann) в 1961 как непосредств. обобщение *Паули матриц* при построении $SU(3)$-симметричной теории элементарных частиц [см. *Симметрия $SU(3)$*]. Матрицы ${}^1/_2\,\lambda_a$ удовлетворяют коммутационным соотношениям *генераторов группы* $SU(3)$:

$$\left[\frac{\lambda_a}{2},\ \frac{\lambda_b}{2}\right]=\frac{i}{2}f_{abc}\lambda_c,$$

где f_{abc} ($a,\ b,\ c=1,\ 2,\ \ldots,\ 8$) полностью антисимметричны относительно перестановок своих индексов и наз. f-символами или структурными константами группы $SU(3)$. Вычисление даёт для неисчезающих компонент f-символов:

$$f_{147}=f_{246}=f_{257}=f_{345}=-f_{156}=-f_{367}={}^1/_2;\ f_{123}=1.$$

Часто встречается также термин «d-символы», к-рые определяются через антикоммутатор двух матриц λ_a:

$$\{\lambda_a,\ \lambda_b\}=\frac{4}{3}\delta_{ab}\cdot I+2d_{abc}\ (a,\ b,\ c=1,\ 2,\ \ldots,\ 8),$$

где I — единичная матрица 3×3. Величины d_{abc} полностью симметричны относительно перестановок своих индексов.

Лит.: Адлер С., Дашен Р., Алгебры токов и их применение в физике частиц, пер. с англ., М., 1970. *В. И. Захаров.*

ГЕ́ЛЛ-МАНА—НИШИДЖИ́МЫ ФО́РМУЛА — выражает значение (в единицах e) электрич. заряда Q адрона, принадлежащего данному изотопическому мультиплету, через значение характеризующей его третьей проекции *изотопического спина* I_3 и гиперзаряд Y: $Q=I_3+{}^1/_2\ Y$. Предложена М. Гелл-Маном и независимо К. Нишиджимой (K. Nishijima) в 1953 для описания электрич. зарядов *странных частиц*. При этом предполагалось, что $Y=B+S$, где B — *барионное число*, S — *странность*. В дальнейшем выяснилось, что ф-ла имеет более общее значение и может быть применена для описания электрич. зарядов любых адронов — очарованных и др. (см. *Гиперзаряд*).

Г.-М.— Н. ф. иногда применяется и для описания электрич. зарядов *лептонов* и *кварков*, группируемых в т. н. слабые изомультиплеты. В этих случаях в неё подставляются значения третьей проекции слабого изоспина и слабого гиперзаряда соответственно для лептонов и кварков.

А. А. Комар.

ГЕЛЬМГО́ЛЬЦА УРАВНЕ́НИЕ — дифференциальное уравнение $\Delta u+\lambda u=0$, где Δ — *Лапласа оператор*, λ — постоянная; при $\lambda=0$ Г. у. переходит в *Лапласа уравнение*. Г. у. можно получить из *волнового уравнения*, если зависимость от времени описывается функцией $\exp(i\omega t)$, в этом случае $\lambda=\omega^2c^{-2}$ (c — скорость распространения волн). Названо по имени Г. Гельмгольца (H. Helmholtz), изучавшего это уравнение в 1860.

Для Г. у. в ограниченной области рассматривают обычные краевые задачи (Дирихле, Неймана и др.). Значения λ, для к-рых существует отличное от нуля решение однородного Г. у., наз. собственными значениями оператора Лапласа. Для таких значений λ решение краевой задачи не единственно. При помощи ф-ции Грина краевую задачу можно свести к интегральному ур-нию. В случае неограниченной области убывающее на бесконечности решение Г. у. не является единственным при $\lambda>0$. В этом случае для выделения единств. решения ставят дополнит. условия (см. *Зоммерфельда условия излучения*).

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981.

В. И. Алхимов.

ГЕЛЬМГО́ЛЬЦА ЭНЕ́РГИЯ (свободная энергия, изохорно-изотермический потенциал) — один из *термодинамических потенциалов*, *характеристическая функция* при выборе объёма V и темп-ры T в качестве независимых термодинамич. переменных. Введена Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1875, её использовал Г. Гельмгольц в 1882, к-рому принадлежит термин «свободная энергия». В статистич. физике более распространён термин «свободная энергия».

Существование Г. э. есть следствие первого и второго начал термодинамики. Она связана с *внутренней энергией* U и *энтропией* S соотношением $F=U-TS$ (для Г. э. используют также обозначения A или Ψ). Изменение Г. э. при квазистатич. процессе равно $dF=-SdT-PdV$, следовательно, убыль Г. э. при изотермич. процессе равна полной работе, совершаемой системой. Энтропию и давление можно получить, дифференцируя Г. э. по T и V: $S=-(\partial F/\partial T)_V$, $P=-(\partial F/dV)_T$. Это означает, что Г. э. есть характеристич. ф-ция в переменных T и V. Для многокомпонентных систем $dF=-SdT-PdV+\sum_i\mu_i dN_i$, где dN_i — приращение массы i-го компонента, $\mu_i=(\partial F/dN_i)_{T,\,V}$ — хим. потенциал. Условием термодинамич. равновесия системы является минимум Г. э. при постоянстве T, V и др. термодинамич. параметров, определяющих состояние системы.

В статистич. физике Г. э. определяется через логарифм статистич. интеграла (или статистич. суммы) Z: $F=-kT\ln Z$.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*.

Д. Н. Зубарев.

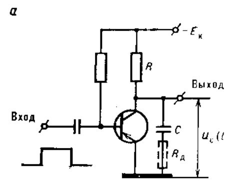
ГЕНЕРА́ТОР ГРУ́ППЫ (от лат. generator — производитель) (инфинитезимальный оператор) — точнее, генератор представления $T_g=T(\varphi^1, \ldots, \varphi^n)$ группы Ли G, параметризованной в окрестности её единичного элемента e канонич. параметрами φ^α, — оператор $I_\alpha=\partial T/\partial\varphi\,\big|_{\varphi^\alpha=0}$. Канонич. параметризация всегда существует и означает, что $g(0, \ldots, 0)=e$, а элементы G вида $g(0, \ldots, \varphi^\alpha, \ldots 0)$ образуют окрестность однопараметрич. подгруппы группы G. Г. г. I_α порождают *Ли алгебру* представления T_g и удовлетворяют соотношениям $[I_\alpha, I_\beta]=C_\alpha{}^\gamma{}_\beta I_\gamma$, где $C_\alpha{}^\gamma{}_\beta$ — структурные константы алгебры. Если представление T_g унитарно, Г. г. I_α антиэрмитовы; в физике принято вводить эрмитов базис в алгебре Ли: $L_\alpha=iI_\alpha$. В квантовой теории физ. величинам соответствуют эрмитовы операторы L_α. Напр., для группы вращений $O(3)$ параметры φ^α соответствуют углам поворотов вокруг осей x, y, z, Г. г. — компонентам угл. момента M_α, а соотношения алгебры Ли — перестановочным соотношениям для M_α: $[M_\alpha, M_\beta]=i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}M_\gamma$. В классич. механике, где алгебру Ли порождают *Пуассона скобки*, Г. г. реализуются как ф-ции канонич. переменных. Важным примером является группа *калибровочных преобразований*, для к-рой Г. г. — связи первого рода (см. *Гамильтонов формализм*).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969, гл. 2, доп. А; Румер Ю. Б., Фет А. И., Теория унитарной симметрии, М., 1970; Эллиот Дж., Добер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983.

В. П. Павлов.

ГЕНЕРА́ТОР ПИЛООБРА́ЗНОГО НАПРЯЖЕ́НИЯ — генератор линейно изменяющегося напряжения (тока), электронное устройство, формирующее периодич. колебания напряжения (тока) пилообразной формы. Осн. назначение Г. п. н.— управление временно́й развёрткой луча в устройствах, использующих электронно-лучевые трубки. Г. п. н. применяют также в устройствах сравнения напряжений, временно́й задержки и расширения импульсов. Для получения пилообразного напряжения используют процесс заряда (разряда) конденсатора в цепи с большой постоянной времени. Простейший Г. п. н. (рис. 1, *а*) состоит из *интегрирующей цепи RC* и транзистора, выполняющего функции

а



б

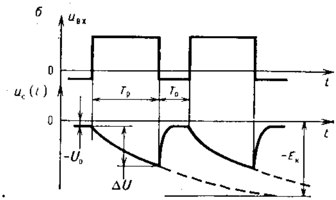


Рис. 1.

ключа, управляемого периодич. импульсами. В отсутствие импульсов транзистор насыщен (открыт) и имеет малое сопротивление участка коллектор — эмиттер, конденсатор C разряжен (рис. 1, *б*). При подаче коммутирующего импульса транзистор запирается и конденсатор заряжается от источника питания с напряжением $-E_к$ — прямой (рабочий) ход. Выходное напряжение Г. п. н., снимаемое с конденсатора C, изменяется по закону $|u_C(t)|=U_0+(E_к-U_0)[1-\exp(-t/RC)]$. По окончании коммутирующего импульса транзистор отпирается и конденсатор C быстро разряжается (обратный ход) через малое сопротивление эмиттер — коллектор. *Осн. характеристики Г. п. н.: амплитуда пилообразного* напряжения ΔU, коэф. нелинейности ε и коэф. использования напряжения k_E источника питания. При $t \ll RC$ в данной схеме

$$\Delta U = (E_{\text{к}} - U_0)\, T_{\text{р}}/RC;$$

$$\varepsilon = \left[u'_C(0) - u'_C(T_{\text{р}})\right]/u'_C(0) = T_{\text{р}}/RC;$$

$$k_E = (1 - U_0/E_{\text{к}})\,\varepsilon \approx \varepsilon, \text{ где } u'_C(t) = du_C/dt.$$

Длительность прямого хода $T_{\text{р}}$ и частота пилообразного напряжения определяются длительностью и частотой коммутирующих импульсов.

Недостатком простейшего Г. п. н. является малый k_E при малом ε. Требуемые значения ε лежат в пределах $0{,}01 \div 0{,}1$, причём наименьшие значения относятся к устройствам сравнения и задержки. Нелинейность пилообразного напряжения во время прямого хода возникает из-за уменьшения зарядного тока вследствие уменьшения разности напряжений $E_{\text{к}} - |u_C(t)|$. Приблизительного постоянства зарядного тока добиваются включением в цепь заряда нелинейного токостабилизирующего двухполюсника (содержащего транзистор или электронную лампу). В таких Г. п. н. $k_E = 0{,}6 \div 0{,}8$ и $\varepsilon = 0{,}05 \div 0{,}1$. В Г. п. н. с положит. обратной связью по напряжению выходное пилообразное напряжение подаётся в зарядную цепь в качестве компенсирующей эдс. При этом зарядный ток почти постоянен, $i_C(t) = [E_{\text{к}} - u_C(t) + u_{\text{вых}}(t)]/R \approx E_{\text{к}}/R$, что обеспечивает значения $k_E \cong 1$ и $\varepsilon = 0{,}01 \div 0{,}02$. Г. п. н. используют для развёртки в электронно-лучевых трубках с эл.-магн. отклонением луча. Чтобы получить линейное отклонение, необходимо линейное изменение тока в отклоняющих катушках. Для упрощённой эквивалентной схемы катушки (рис. 2, *а*) условие линейности тока выполняется при подаче на зажимы катушки трапецеидального напряжения. Такое трапецеидальное напряжение (рис. 2, *б*) можно получить в Г. п. н. при включении в

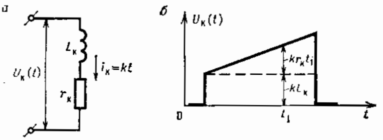


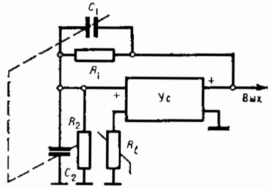
Рис. 2.

зарядную цепь дополнит. сопротивления $R_{\text{д}}$ (показано на рис. 1, *а* пунктиром). Отклоняющие катушки потребляют большие токи, поэтому генератор трапецеидального напряжения дополняют усилителем мощности.

Лит.: Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973. *В. В. Васин.*

ГЕНЕРА́ТОР *RC* — автогенератор синусоидальных колебаний, в к-ром избирательная (селективная) цепь, определяющая частоту автоколебаний, содержит лишь ёмкости C и активные сопротивления R. Такие генераторы используют в диапазоне от неск. Гц до сотен кГц. Преимущества Г. RC проявляются в низкочастотной части этого диапазона, когда колебательные контуры LC автогенераторов становятся конструктивно громоздкими и трудно перестраиваемыми. В Г. RC используют однокаскадные и двухкаскадные усилители с обратной связью. В первом случае между входом и выходом усилителя включают цепь RC, обеспечивающую фазовый сдвиг, превышающий угол π в нек-рой полосе частот. Если коэф. усиления каскада превышает нек-рое критич. значение $k_{\text{кр}}$, то в схеме возникают автоколебания на такой частоте ω, где суммарный фазовый сдвиг (с учётом поворота фазы в усилителе на 180°) составляет 2π. Для простейшего трёхзвенного фильтра верх. или ниж. частот $\omega = \sqrt{6}/RC$, $k_{\text{кр}} = 29$. Во втором случае (рис.) цепь состоит из фильтров R_1C_1 верх. и R_2C_2 ниж. частот. Автоколебания возникают на частоте $\omega \sim (\tau_1\tau_2)^{-1/2}$, где фазовый сдвиг равен нулю (общий фазовый сдвиг в двух каскадах составляет 2π), что при одинаковых постоянных времени $\tau_1 = R_1C_1 = \tau_2 = R_2C_2 = \tau$ даёт $\omega = 0{,}7/\tau$, $k_{\text{кр}} = 3$. Перестройку осуществляют, изменяя ёмкости конденсаторов (обычно в пределах одной декады). Переход к др. поддиапазонам достигается переключением резисторов в обеих ячейках. В генераторах инфранизкочастотных колебаний используют блоки аналоговых вычислит. машин, модели-

Схема генератора RC с двухкаскадным усилителем (Ус): C_1, C_2 — элементы перестройки частоты; R_t — терморезистор стабилизации амплитуды колебаний.



рующих ур-ние $d^2x/dt^2 + \omega^2 x = 0$. Выходом такой модели является решение $x = x_m \sin(\omega t)$. Поскольку для моделирования применяют электронные усилители и интеграторы, построенные в виде решающих операц. усилителей с дополнительными RC-цепями, такие генераторы можно отнести к Г. RC.

Лит.: Гоноровский И. С., Радиотехнические цепи и сигналы, 4 изд., М., 1986. *Б. Х. Кривицкий.*

ГЕНЕРА́ТОР ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНЫХ КОЛЕБА́НИЙ — устройство для получения эл.-магн. колебаний требуемого вида (определ. частот, амплитуд и фаз для гармонич. колебаний, формы во времени для импульсных колебаний и т. д.). В Г. э. к. осуществляется преобразование электрич. энергии источников пост. напряжения и тока либо энергии первичных эл.-магн. колебаний или др. форм энергии в энергию генерируемых эл.-магн. колебаний.

Термин Г. э. к. чаще всего применяют к автогенераторам (генераторам с независимым возбуждением), где возбуждаются *автоколебания*, частота, форма и др. характеристики к-рых определяются свойствами самого генератора. Г. э. к. с посторонним возбуждением представляют собой усилители мощности эл.-магн. колебаний, создаваемых задающим автогенератором.

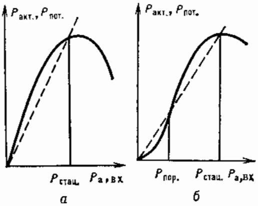
Необходимые элементы Г. э. к.: источник энергии, пассивные цепи, в к-рых возбуждаются и поддерживаются колебания, активный элемент, преобразующий энергию источника питания в энергию генерируемых колебаний, цепь обратной связи, управляющая активным элементом и создающая условия для возникновения автоколебаний (рис. 1). В зависимости от требуемых характеристик Г. э. к. в них используют разнообразные элементы. Для Г. э. к. низких и радиочастот это *колебательные контуры*, фильтры и др. цепи с сосредоточ. параметрами (ёмкостью C, индуктивностью L, сопротивлением R), а в качестве активных элементов — электронные лампы, транзисторы, туннельные диоды и усилители в целом (напр., *операционный усилитель*). В Г. э. к. СВЧ применяют гл. обр. цепи с распределёнными параметрами, включающие объёмные резонаторы, замедляющие системы, полосковые и коаксиальные линии, волноводы, а также открытые резонаторы. Активные элементы СВЧ чаще всего совмещены с пассивными цепями и представляют собой эл.-вакуумные (СВЧ-триод, магнетрон, клистрон, лампа обратной волны и др.) или твердотельные (СВЧ-транзистор, диод Ганна, лавинно-пролётный диод, туннельный диод) приборы; иногда активным элементом считают электронный поток в приборе. В оптич. квантовых генераторах (*лазерах*) применяют разл. виды открытых резонаторов и активную среду, преобразующую энергию источника питания (энергию «накачки») в энергию эл.-магн. колебаний.

Возбуждение автоколебаний в Г. э. к. начинается с возникновения нач. колебаний в к.-л. элементе при включении источника питания, замыкании цепей, вследствие электрич. флуктуаций и т. д. Благодаря цепи обратной связи энергия этого колебания полностью или частично поступает в активный элемент и усиливается в нём (рис. 1). Параметры цепи обратной связи подобраны т. о., чтобы усиленное колебание складывалось в фазе с начальным (положит. обратная связь,

Рис. 1. Основная структурная схема генератора.

фазовый баланс). Колебания в Г. э. к. нарастают, т. е. происходит самовозбуждение генератора, если мощность $P_{акт}=P_{а,\,вых}-P_{а,\,вх}$, передаваемая колебаниям активным элементом от источника питания, больше мощности потерь $P_{пот}$ во всех элементах Г. э. к. (включая мощность $P_{вых}$, отдаваемую в нагрузку); в противном случае происходит затухание колебаний. Активный элемент имеет, как правило, нелинейную амплитудную характеристику, поэтому зависимость $P_{акт}$ от мощности колебаний (напр., от $P_{а,\,вх}$) нелинейна; наоборот, мощность потерь в большинстве случаев линейно зависит от мощности колебаний (рис. 2). При выпуклой амплитудной характеристике возбуждение

Рис. 2. Зависимость мощности потерь $P_{пот}$ (пунктир) и мощности $P_{акт}$, передаваемой колебаниям активным элементом, от мощности колебаний на входе (сплошная кривая) для генераторов: *а* — с мягким самовозбуждением, *б* — с жёстким возбуждением.



($P_{акт}>P_{пот}$) возможно при сколь угодно малой нач. амплитуде и мощности колебаний — это генераторы с мягким самовозбуждением (рис. 2, *а*). Если же амплитудная характеристика на нач. участке вогнута, то реализуется жёсткий режим самовозбуждения, когда нарастание колебаний ($P_{акт}>P_{пот}$) возможно только при конечных значениях нач. амплитуды и мощности, превышающих нек-рое пороговое значение ($P_{а,\,вх}>P_{пор}$ на рис. 2, *б*). С ростом амплитуды колебаний их усиление в нелинейном активном элементе уменьшается, происходит переход к стационарному режиму Г. э. к., к-рому соответствует энергетич. равновесие в системе ($P_{акт}=P_{пот}$, амплитудный баланс). Условие баланса амплитуд записывают относительно амплитуды или мощности колебаний в выбранной точке генератора, напр. относительно $P_{а,\,вх}: P_{а,\,вых}(\omega,\ P_{а,\,вх})-P_{а,\,вх}=\alpha(\omega)P_{а,\,вых}(\omega,\ P_{а,\,вх})$, где коэф. α характеризует потери мощности, включая мощность, передаваемую в нагрузку, ω — частота. Вместе с условием баланса фаз $\varphi_{акт}(\omega,\ P_{а,\,вх})+\varphi_{пасс}(\omega)=2\pi n$, $n=0$, ±1, ±2, ... оно определяет мощность и частоту колебаний в стационарном режиме, поскольку в общем случае амплитудная характеристика, набег фазы в пассивных цепях $\varphi_{пасс}$ и фазово-амплитудная характеристика активного элемента $\varphi_{акт}$ зависят от частоты. Помимо баланса амплитуд и фаз необходимым условием существования стационарного режима является его устойчивость. Если при малом возмущении стационарного значения амплитуды мощность потерь в системе растёт или убывает быстрее, чем мощность, поступающая от активного элемента, то колебания устойчивы, амплитуда возвращается к стационарному значению.

Возникновение в колебат. цепи незатухающих колебаний можно рассматривать как результат внесения в неё «отрицат.» сопротивления, компенсирующего положит. сопротивление цепи. В отрицат. дифференц. сопротивлении увеличение тока соответствует уменьшению падения напряжения, $R_{дифф}=\Delta U/\Delta I<0$, на нём выделяется мощность $P_{акт}$, компенсирующая потери, поэтому активный элемент Г. э. к. вместе с управляющей им цепью обратной связи эквивалентен нек-рому $R_{дифф}<0$. Вместе с тем $R_{дифф}<0$ возникает в ряде приборов, вольт-амперная характеристика к-рых имеет падающий участок (рис. 3) при изменении U и I в пределах этого участка. Эти приборы применяют в Г. э. к. без использования спец. цепи обратной связи, включая их в состав колебат. цепи и выбирая пост. напряжение смещения $U_{см}$ т. о., чтобы рабочая точка лежала в пределах падающего участка вольт-амперной характеристики. К таким приборам относятся, напр., туннельные диоды. При электрич. разряде в газах вольт-амперная характеристика также имеет падающий участок.

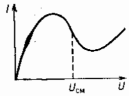


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика с падающим участком.

Вид возбуждаемых колебаний, их частотный спектр существенно зависит от частотных свойств пассивных цепей и активного элемента Г. э. к., в большинстве случаев обладающих резонансными свойствами и имеющих конечные рабочие полосы частот $\Delta\omega_{пасс}=\omega_{пасс}^{макс}-\omega_{пасс}^{мин}$, $\Delta\omega_{акт}=\omega_{акт}^{макс}-\omega_{акт}^{мин}$. Если в пассивных цепях ярко выражены колебат. (резонансные) свойства (напр., в колебат. контуре или объёмном резонаторе), так что $\Delta\omega_{пасс}\ll\Delta\omega_{акт}$, то частота и форма генерируемых колебаний определяются свойствами собств. колебаний цепи. В этом случае роль активного элемента сводится к подкачке энергии в колебат. цепь для компенсации потерь в ней (включая отбор энергии в нагрузку). При малых потерях (высокой добротности колебат. системы) форма колебаний близка к синусоидальной, соответствующие Г. э. к. наз. генераторами гармонич. колебаний.

Если пассивная цепь не обладает заметными резонансными свойствами (контур или резонатор с низкой добротностью, согласов. отрезок волновода или замедляющей системы и др.), так что $\Delta\omega_{пасс}\gg\omega_{акт}$, то генерация гармонич. колебаний возможна за счёт избират. свойств активного элемента, управляемого цепью обратной связи и передающего энергию в колебат. цепь лишь на определ. частотах (напр., в лампе обратной волны на частоте, при к-рой фазовая скорость обратной волны замедляющей системы близка к скорости электронов). В ряде генераторов гармонич. колебаний резонансными свойствами обладают и пассивная цепь, и активный элемент, к-рые имеют примерно одинаковые, небольшие по ширине рабочие полосы частот $\Delta\omega_{пасс}\approx\Delta\omega_{акт}\ll\omega$; поэтому необходима точная настройка их собств. частот $\omega_{пасс}\approx\omega_{акт}\approx\omega$. Так, в магнетроне частота одного из собств. колебаний объёмного резонатора близка к частоте, на к-рой электронный поток интенсивно передаёт энергию эл.-магн. полю при совпадении дрейфовой скорости электронов с фазовой скоростью волны поля.

Наоборот, если ни пассивные цепи, ни активный элемент Г. э. к. не обладают резонансными свойствами, то возможно возбуждение колебаний сложной формы, как периодич., так и непериодич. шумоподобных колебаний. Широкий класс таких Г. э. к. представляют собой *релаксационные генераторы*, в к-рых возбуждаются периодич. колебания разнообразной формы. В них за каждый период колебаний теряется и вновь пополняется значит. часть колебат. энергии. Период колебаний при этом определяется временем релаксации (установления равновесия) в цепях генератора. Форма колебаний определяется совместно свойствами пассивных цепей и активного элемента и может быть самой разнообразной — от скачкообразных, почти разрывных колебаний (в мультивибраторах) до колебаний, близких к гармоническим (генераторы RC синусоидальных колебаний). Эта особенность релаксац. генераторов широко используется для получения электрич. колебаний спец. формы — прямоугольных импульсов, пилообразного напряжения и тока, генерации гармонич. колебаний звуковой и сверхнизких частот и др. (см. *Генератор пилообразного напряжения*).

Наиб. разнообразны виды генераторов гармонич. колебаний. Их осн. характеристиками являются частота колебаний, выходная мощность, кпд, возможность механич. или электрич. перестройки частоты, стабильность частоты, характеризуемая шириной генерируемой спектральной линии и чувствительностью к внеш. воздействиям (температурным, механич. и т. д.), а также возможность работы генератора в непрерывном или импульсном режиме. Принципы построения и конструкция Г. э. к. зависят от диапазона генерируемых частот.

Генераторы низких и радиочастот. Для таких генераторов размеры l всех элементов много меньше длины волны λ ($l \ll \lambda$), поэтому к ним применимы понятия и законы электрич. цепей с сосредоточ. параметрами.

LC-генераторы содержат в качестве осн. элемента пассивной цепи колебат. контур из индуктивности L и ёмкости C, потери в к-ром компенсируются с помощью лампового или транзисторного усилителя или усилителя более сложной структуры, напр. операционного. Такие генераторы являются генераторами гармонич. колебаний с частотой ω, близкой к резонансной частоте контура $\omega_{\text{пасс}} = (LC)^{-1/2}$. Рабочая полоса перечисл. активных элементов простирается практически от нулевой до нек-рой макс. частоты $\omega_{\text{акт}}^{\text{макс}}$ и значительно превышает полосу частот контура $\Delta\omega_{\text{акт}} \approx \omega_{\text{акт}}^{\text{макс}} \gg \Delta\omega_{\text{пасс}} = \omega_{\text{пасс}}/Q$, Q — добротность контура с учётом нагрузки. Поэтому влияние активного элемента на частоту генерации невелико и обусловлено в

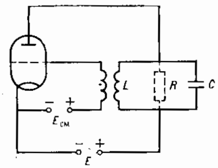
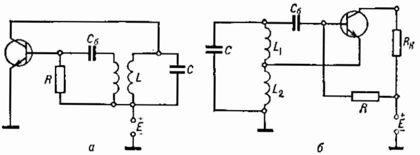


Рис. 4. Ламповый LC-генератор гармонических колебаний с индуктивной обратной связью (E — напряжение питания, $E_{\text{см}}$ — напряжение смещения, R — эквивалентное сопротивление потерь).

осн. влиянием внутр. (межэлектродных) ёмкостей и индуктивностей вводов, а на высоких частотах — нек-рым влиянием инерции электронов. Простейшая схема лампового генератора с индуктивной (трансформаторной) обратной связью приведена на рис. 4. Обратная связь осуществляется с помощью трансформатора, первичная обмотка к-рого вместе с конденсатором образует колебат. контур. Возникающие в контуре нач. колебания тока и напряжения за счёт индуктивной связи передаются на сетку триода и усиливаются в нём, приводя к пульсациям анодного тока. При правильном подборе фазы напряжения на сетке эти пульсации будут складываться с нач. колебаниями тока (положит. обратная связь) и колебат. энергия в контуре будет пополняться. Помимо индуктивной обратной связи применяются также автотрансформаторная и ёмкостная обратная связь. Для улучшения электрич. параметров LC-генераторов используют более сложные схемы и лампы спец. конструкции. Ламповые генераторы работают в диапазоне частот от десятков кГц до 1 ГГц. Ниж. частотная граница обусловлена малой добротностью контуров с низкими собств. частотами.



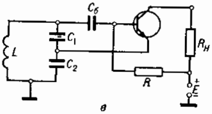


Рис. 5. Транзисторные LC-генераторы.

Верх. частотная граница связана с наличием у ламп паразитных межэлектродных ёмкостей, индуктивностей вводов, конечным временем пролёта электронов в лампе и др. факторами.

В транзисторных LC-генераторах также используют три осн. типа обратной связи — индуктивную, автотрансформаторную и ёмкостную (соответственно *а*, *б* и *в* рис. 5). Транзистор усиливает колебания, подводимые от контура через цепь обратной связи к базе, что позволяет осуществить подвод колебат. энергии в контур для его возбуждения и поддержания незатухающих колебаний. Транзисторные генераторы работают в диапазоне частот от неск. кГц до 10 ГГц.

В кварцевых LC-генераторах используется кварцевый резонатор, в к-ром энергия электрич. поля преобразуется в энергию механич. колебаний и обратно. Электрич. кварцевый резонатор аналогичен колебат. контуру с высокой добротностью до десятков млн. и слабой зависимостью резонансной частоты от темп-ры и др. факторов. Это позволяет добиться высокой стабильности генерируемой частоты.

RC-генераторы не содержат колебат. контуров. Активным элементом управляет RC-цепь обратной связи, создающая условия генерации лишь для одного гармонич. колебания с частотой, определяемой временем релаксации цепи. Применяются для получения гармонич. колебаний с частотами от неск. Гц до сотен кГц (см. *Генератор RC*).

Параметрич. генераторы представляют собой колебат. цепь (отд. контур или систему связанных контуров), в к-рой одна из ёмкостей C или индуктивностей L, где запасается колебат. энергия, зависит от прилож. напряжения или протекающего тока. Действие параметрич. генератора основано на явлении *параметрического резонанса* (см. также *Параметрический генератор*, *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*).

Генераторы колебаний спец. формы являются обычно релаксац. генераторами. Наиб. распространены генераторы прямоугольных импульсов, пилообразного напряжения и тока, на основе к-рых строятся также генераторы др. ф-ций. *Мультивибратор* является двухтактным устройством, генерирующим прямоугольные импульсы напряжения путём попеременного заряда и разряда двух ёмкостей в RC-цепях с помощью электронных ламп или транзисторов. Частота повторения импульсов лежит обычно в пределах 100 Гц — 10 кГц.

Блокинг-генераторы формируют короткие импульсы с длительностью 10^{-8}—10^{-5} с и крутыми фронтами, повторяющиеся через сравнительно большие промежутки времени. Для создания положит. обратной связи в них применяют импульсный трансформатор с малой индуктивностью рассеяния и малой паразитной ёмкостью.

В *генераторах пилообразного напряжения* используют заряд или разряд ёмкости через сопротивление в схемах с электронными лампами, транзисторами, операц. усилителями.

Генераторы СВЧ. В генераторах СВЧ применяют разнообразные колебат. и волноводные системы (объёмные резонаторы, волноводы, замедляющие системы и т. д.), характерный размер к-рых $l \sim \lambda$. В основе работы их активных элементов (эл.-вакуумных и твердотельных приборов) лежат разнообразные физ. принципы передачи энергии электронов эл.-магн. полю, использующие как разл. механизмы излучения отд. электронов (тормозное, переходное, черенковское, синхротронное), так и разл. механизмы группировки потока электронов в движущиеся сгустки, создающие токи СВЧ и приводящие к индуциров. излучению.

Ламповые и транзисторные генераторы СВЧ представляют собой разл. модификации *LC*-генераторов, в к-рых применяют объёмные резонаторы и колебат. системы с распределёнными параметрами, триоды, тетроды и транзисторы спец. конструкции. Использование в ламповых генераторах плоских и коаксиальных металлокерамич. триодов обеспечивает получение импульсной мощности от $P_{\text{вых}} \sim 10$ кВт на частоте $f \sim 0{,}5$ ГГц до $P_{\text{вых}} \sim 2$ кВт при $f \sim 6$ ГГц. Резнатроны (тетродные генераторы с резонаторами внутри вакуумной оболочки) имеют ещё большую мощность в дециметровом диапазоне. Транзисторные генераторы СВЧ имеют малые размеры и массу, низковольтное питание, возможность электрич. перестройки частоты. В них применяют как биполярные, так и полевые транзисторы, позволяющие достигать более высоких частот ~ 10 ГГц. Для получения ещё бо́льших частот иногда используют сочетание транзисторного генератора и умножителя частоты в одном приборе. Транзисторы имеют широкую полосу рабочих частот $\Delta\omega_{\text{акт}} \gg \Delta\omega_{\text{пасс}}$, что обеспечивает электрич. перестройку частоты генераторов в пределах до неск. октав при изменении напряжения на включённом в резонатор варакторе (запертом диоде, ёмкость к-рого зависит от прилож. напряжения) либо при изменении магн. поля на помещённой в резонатор ЖИГ-сфере (монокристалле железо-иттриевого граната, индуктивность к-рого зависит от магн. поля).

В диодных генераторах СВЧ используют *лавинно-пролётные диоды*, *туннельные диоды* и *Ганна диоды*, в к-рых при определённых условиях в полосе частот $\Delta\omega_{\text{акт}}$ появляется отрицат. дифференц. сопротивление, зависящее также от тока и напряжения на диоде. Включение такого диода в колебат. цепь СВЧ приводит к компенсации потерь в цепи и самовозбуждению колебаний на соответств. частотах. Диодные генераторы работают в диапазоне частот 1—100 ГГц, наиб. выходная мощность (до неск. Вт в непрерывном режиме) достигается при использовании лавинно-пролетных диодов и диодов Ганна. Применяются механич. перестройка частоты диодных генераторов СВЧ при изменении геом. размеров резонатора, электрич. перестройка частоты при изменении напряжения на диоде или при использовании варактора и ЖИГ-сфер. Частота Г. э. к. на лавинно-пролётных диодах и диодах Ганна перестраивается механически в пределах октавы, а электрически — в диапазоне 15—40%.

Диодные и транзисторные генераторы применяются в качестве источников СВЧ-колебаний малой и ср. мощности (до десятков Вт в непрерывном режиме), они обладают рядом преимуществ перед эл.-вакуумными генераторами аналогичного назначения по размерам и массе, потребляемой мощности, долговечности и совместимости с микросхемами. Вместе с тем предельная мощность твердотельных генераторов ограничена величиной рассеиваемой в полупроводнике тепловой энергии и, по теоретич. оценкам, не превышает для одного прибора 100 Вт на частоте 10 ГГц, 10 Вт на частоте 30 ГГц.

Генераторы СВЧ с динамич. управлением электронным потоком в вакуумных электронных приборах (*клистронах*, *магнетронного типа приборах*, *лампах обратной волны*, *лампах бегущей волны* и др.), в отличие от ламповых генераторов на триодах и тетродах со статич. управлением электронным потоком, существенно используют инерцию электронов. Взаимодействие электронных потоков с эл.-магн. полем слагается из двух процессов: возбуждения эл.-магн. поля в объёмном резонаторе, волноводе или замедляющей системе движущимися электронами и группировки (фазовой фокусировки) электронов при воздействии эл.-магн. поля на движение электронов.

В клистронных генераторах применяются отражательные и пролётные клистроны. Часто они заменяются твердотельными генераторами, однако спец. конструкции отражат. клистронов (минитроны) сравнимы с ними по своим размерам и питающим напряжениям.

Лампы обратной волны (ЛОВ) применяют в качестве Г. э. к. малой и ср. мощности; их гл. преимущество — большой диапазон электронной (электрич.) перестройки частоты. Диапазон электронной перестройки частоты определяется гл. обр. полосой пропускания замедляющей системы и может составлять неск. октав; их используют как гетеродины, задающие генераторы передающих устройств, для радиоспектроскопии и др.

Генератором высокостабильных колебаний миллиметрового диапазона является оротрон — прибор с прямолинейным электронным потоком, взаимодействующим с полем открытого резонатора, в к-рый помещена металлич. решётка. Взаимодействие прямолинейного потока с эл.-магн. полем и группировка за счёт воздействия на электроны продольной составляющей поля характерны для СВЧ-приборов *О*-типа.

Имеется много генераторов СВЧ на магнетронного типа приборах, в к-рых электроны взаимодействуют с эл.-магн. полем при одноврем. движении в перпендикулярных электрич. и магн. полях. При этом электроны передают эл.-магн. полю свою потенц. энергию, взаимодействуя с продольной (по отношению к их дрейфовой скорости) составляющей перем. электрич. поля, а группируются под действием поперечной составляющей этого поля. Наиб. распространённым типом СВЧ-генераторов являются импульсные магнетроны, применяемые в радиолокации.

Наиб. мощность достигнута на магнетронах дециметрового диапазона; значит. мощность получена и на более коротких волнах. Магнетроны непрерывного режима широко применяют для нагреват. СВЧ-аппаратуры. Магнетроны характеризуются большим значением кпд.

В митронах колебат. системой служит замкнутая в кольцо замедляющая система типа встречные штыри со слабо выраженными резонансными свойствами, что допускает значит. перестройку частоты генератора (в 3 раза) при изменении напряжения анод—катод. Др. генераторами магнетронного типа являются лампы обратной волны *М*-типа, стабилотроны, отличающиеся от магнетрона разомкнутой колебат. системой и подключённым к ней внеш. высокодобротным резонатором, обеспечивающим высокую стабильность частоты генерируемых колебаний, и др. приборы.

Генераторами мощных колебаний миллиметрового диапазона волн являются *мазеры на циклотронном резонансе*. В них применяются винтовые электронные пучки в продольном статич. магн. поле, взаимодействующие с поперечным по отношению к оси пучка перем. электрич. полем резонатора или волновода. Возбуждение колебаний происходит на циклотронной частоте вращения электронов в магн. поле или на одной из её гармоник, а группировка электронов в сгустки обусловлена зависимостью массы электронов от скорости, к-рая проявляется уже при небольших скоростях электронов $v_e \sim 0,1\ c$.

В особый класс мощных генераторов СВЧ выделяют приборы с релятивистскими электронными пучками (скорость электронов $v_e \lesssim c$, ускоряющее напряжение $U \geqslant 100$ кВ), имеющие большой ток $I \geqslant 10^3$ кА и соответственно большую мощность в течение импульсов огранич. длительности.

Оптические квантовые генераторы (ОКГ, лазеры). Колебат. системами ОКГ являются открытые резонаторы с размерами $l \gg \lambda$, образованные двумя или более отражающими поверхностями. Семейство *газовых лазеров* многочисленно, они перекрывают диапазон длин волн от УФ области спектра до субмиллиметровых волн. В *твердотельных лазерах* активной средой являются диэлектрич. кристаллы и стёкла. Особый класс твердотельных ОКГ составляют *полупроводниковые лазеры*, в к-рых используются излучательные квантовые переходы между разрешёнными энергетич. зонами, а не дискретными уровнями энергии. *Жидкостные лазеры* работают на неорганических активных жидкостях, а также на растворах органич. красителей (см. *Лазеры на красителях*).

Родственными эл.-вакуумным приборам СВЧ являются *лазеры на свободных электронах*, в к-рых активной средой служит релятивистский электронный поток.

Генераторы случайных сигналов представляют собой класс Г. э. к., предназначенных для генерирования непрерывных шумов или последовательностей импульсов со случайными значениями амплитуд, длительностей импульсов, интервалов между ними. Независимо от диапазона частот, в к-ром генерируются случайные сигналы, работа таких Г. э. к. основана на одном из двух физ. принципов: использовании естеств. источников шумов и случайных импульсов либо возбуждении стохастич. автоколебаний в Г. э. к. В качестве источников широкополосных шумов применяются шумовые полупроводниковые и вакуумные диоды, обладающие высоким уровнем шума электронного потока, тиратроны, помещённы в поперечное магн. поле, дробовые шумы входных ламп, транзисторов или фотодиодов в видеоусилителях, фотоумножителях и др.; первичными источниками случайных импульсных последовательностей могут служить газоразрядные или сцинтилляц. счётчики продуктов радиоактивного распада. Производя усиление и преобразование создаваемых источником шумов с помощью разл. линейных и нелинейных устройств (усилителей, ограничителей, ждущих мультивибраторов, блокинг-генераторов, триггеров, работающих в режиме счёта выбросов шума, и т. д.), можно получать непрерывные шумовые колебания или случайные последовательности импульсов с определ. законами распределения параметров в разл. диапазонах (низких, радио- и сверхвысоких частот).

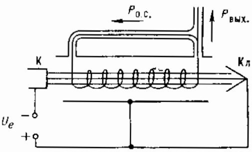


Рис. 6. Генератор стохастических колебаний на ЛБВ со спиральной замедляющей системой и цепью запаздывающей обратной связи; К — катод, Кл — коллектор.

Непосредств. возбуждение шумовых (стохастич.) автоколебаний без использования естеств. источников шума возможно в Г. э. к., колебат. система к-рых имеет не менее 1,5 степеней свободы, в том числе Г. э. к. с запаздывающей обратной связью (см. *Странный аттрактор*). В л а м п е б е г у щ е й в о л н ы (ЛБВ), охваченной петлёй запаздывающей обратной связи (рис. 6), при достаточной величине запаздывания сигнала и коэф. усиления ЛБВ возбуждаются стохастич. автоколебания с широким спектром. В ЛОВ стохастич. колебания возникают без введения дополнит. цепей обратной связи при увеличении тока электронного пучка примерно на порядок по сравнению с пусковым током, при к-ром происходит возбуждение гармонич. колебаний. Такие колебания получаются также в нек-рых схемах Г. э. к. с электронными лампами и полупроводниковыми активными элементами, причём имеется общая закономерность, присущая и др. динамич. системам: вместе с ростом параметра, характеризующего эффективность передачи энергии активным элементом в колебат. цепь, в системе возбуждаются сначала гармонич. колебания, затем двух- или многочастотные и, наконец, стохастич. колебания.

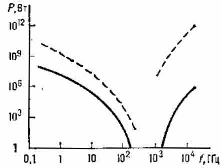


Рис. 7. Достигнутые выходные мощности генераторов в непрерывном (сплошная кривая) и импульсном (пунктир) режимах работы.

Представление о достигнутой макс. мощности генерируемых гармонич. колебаний даёт рис. 7, причём в области СВЧ и более низких частот она получается при использовании вакуумных приборов, а в оптич. диапазоне — газовых лазеров.

Лит.: Г о р е л и к Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; К у к а р и н С. В., Электронные СВЧ приборы, 2 изд., М., 1981; В а й н ш т е й н Л. А., С о л н ц е в В. А., Лекции по сверхвысокочастотной электронике, М., 1973; Справочник по радиоэлектронным устройствам, т. 1, М., 1978; Т а р а с о в Л. В., Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения, М., 1981; Радиотехнические цепи и сигналы, М., 1982; Т и т ц е У., Ш е н к К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982; Р а б и н о в и ч М. И., Т р у б е ц к о в Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. А. Солнцев.

ГЕНЕРА́ТОРЫ ПЛА́ЗМЫ — устройства, создающие из нейтральных веществ потоки низкотемпературной плазмы, т. е. плазмы с кинетич. энергией частиц $\leqslant$ их энергии ионизации. Иногда термин «Г. п.» применяют и к др. источникам плазменных потоков, напр. плазменным ускорителям. К Г. п. естественно примыкают ионные и электронные источники, из к-рых электрич. полем вытягиваются потоки ионов и электронов соответственно. (О получении высокотемпературной плазмы см. в ст. *Термоядерный реактор*.)

Функциональную основу Г. п., как правило, составляет газовый разряд (дуговой, тлеющий, высокочастотный, СВЧ-разряд, лазерный, пучково-плазменный). Для генерации плазмы пока ещё редко используется ионизация рабочего вещества резонансным излучением, но в будущем, в связи с развитием лазеров, такие Г. п. могут получить значит. распространение. Г. п., работающие на газах при давлениях, сравнимых с атмосферным, обычно наз. *плазмотронами*. Г. п., работающие на газах низких давлений, как правило, входят в состав более крупных устройств, напр. двухступенчатых плазменных ускорителей или ионных источников. Если в плазмотронах одной из основных конструктивных трудностей является защита стенок газоразрядного канала от больших тепловых потоков, то в Г. п. низкого давления возникает проблема предотвращения гибели заряж. частиц на стенках. С этим борются, используя экранировку стенок магн. и электрич. полями (см. *Ионный источник*), а также совмещая ионизацию и ускорение в одном объёме, благодаря чему поток плазмы попадает преим. в выходное отверстие Г. п. (см. *Плазменные ускорители*). В связи с задачами плазменной технологии большое внимание уделяется разработке Г. п., непосредственно генерирующих плазму из твёрдых веществ. Наиб. распространение для этих целей получили вакуумные дуги с холодным катодом. Возникающие на этих катодах «пятна» с большой плотностью тока ($\sim 10^5$ А/см^2) вызывают интенсивную эрозию материала катода и ионизацию продуктов эрозии. Полученная таким способом плазма при необходимости доускоряется, очищается от нейтральных паров и макрочастиц и направляется, напр., на деталь, подлежащую покрытию. Существуют Г. п., использующие для этих целей эрозию диэлектрика (см. *Скользящий разряд*) или анода. Последние два варианта реализуются в импульсных Г. п., в к-рых на короткое время создаётся разряд с большой плотностью тока около эродируемого элемента.

Появление импульсных лазеров привело к разработке Г. п., в к-рых плазма образуется в результате воздействия мощных лазерных импульсов на поверхность твёрдого или жидкого вещества. Такие Г. п. находят применение, в частности, для определения хим. состава этих веществ.

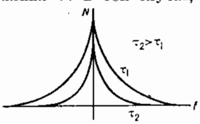
Осн. характеристики качества Г. п.: степень ионизации плазмы, ср. энергия частиц, энергетич. цена иона, т. е. энергия, идущая на получение одного иона. Так, в плазмотронах ср. энергия частиц $\sim 0{,}5 \div 1$ эВ, степень ионизации — единицы и десятки процентов, энергетич. цена иона ~ 2—3 «потенциалов» ионизации. При понижении давления и использовании поперечных магн. полей, созданных внеш. катушками или токами, текущими в плазме, степень ионизации можно сделать близкой к полной, но энергетич. цена иона при этом возрастает в неск. раз.

Непрерывное возрастание областей приложения плазмы интенсивно стимулирует разработку всё новых разновидностей Г. п. и совершенствование имеющихся.

Лит.: Физика и применение плазменных ускорителей, Минск, 1974; IX Всесоюзная конференция по генераторам низкотемпературной плазмы, 20—22 октября 1983 г. Тезисы докладов, Фр., 1983; см. также лит. при ст. *Плазмотрон.*

А. И. Морозов.

ГЕНЕРАЦИО́ННО-РЕКОМБИНАЦИО́ННЫЙ ШУМ — электрич. шум, вызванный случайными флуктуациями концентрации носителей заряда (электронов проводимости и дырок) в полупроводнике (см. *Флуктуации электрические*). Флуктуации возникают из-за случайного характера генерации носителей и их рекомбинации (или захвата на примесные центры). Флуктуации числа носителей в образце вызывают флуктуации его сопротивления, к-рые проявляются в виде флуктуаций напряжения или тока при протекании нек-рого ср. тока I по образцу под действием приложенного к нему напряжения V. В том случае, когда кинетика рекомбинац. процессов в полупроводнике характеризуется одним временем жизни носителей τ, спектральная плотность N Г. ш. падает с ростом частоты f пропорц. лоренцевской ф-ции $(1+4\pi^2\tau^2 f^2)^{-1}$ (рис.). В общем случае спектральная плотность Г. ш. — сумма лоренцевских ф-ций, отвечающих разным временам жизни. В однородных омических полупроводниках спектральная плотность Г. ш. пропорц. I^2 или V^2. В полупроводниковых фотоэлектрич. приёмниках излучения (фотосопротивлениях) Г. ш. — осн. помеха, ограничивающая мин. детектир. мощность излучения. Измерение спектра Г. ш. — либо высоты НЧ плато спектральной плотности, либо частоты, при к-рой *спектральная плотность* падает вдвое по сравнению с НЧ значением, — позволяет определить время жизни носителей в полупроводнике.



Лит.: Ван-дер-Зил А., Флуктуационные явления в полупроводниках, пер. с англ., М., 1961.

Ш. М. Коган.

ГЕНЕРА́ЦИЯ ГАРМО́НИК — см. в ст. *Взаимодействие световых волн.*

ГЕНЕРА́ЦИЯ НОСИ́ТЕЛЕЙ ЗАРЯ́ДА в полупроводниках — появление электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Г. н. з. происходит под действием теплового движения атомов кристаллич. решётки (тепловая генерация), а также внеш. факторов — освещения (оптич. генерация), облучения потоками частиц, сильных электрич. полей и др. Мерой Г. н. з. является скорость генерации — число носителей, возникающих в единице объёма за единицу времени. Тепловая Г. н. з. в равновесном полупроводнике уравновешивается их рекомбинацией (см. *Рекомбинация носителей заряда*), поэтому скорость тепловой генерации G равна скорости рекомбинации, т. е. $G = n_0/\tau$, где n_0 — равновесная концентрация носителей, τ — время жизни неравновесных носителей.

В случае оптич. Г. н. з. концентрация неравновесных носителей может превосходить равновесное значение на много порядков. Межзонное поглощение света, происходящее, когда энергия кванта $\hbar\omega$ превосходит ширину запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$, приводит к генерации электронно-дырочных пар ($G_э = G_д$), примесное поглощение — к генерации электронов ($G_э \neq 0$, $G_д = 0$) или дырок ($G_э = 0$, $G_д \neq 0$). Скорость оптич. Г. н. з. при $\hbar\omega > \mathscr{E}_g$ зависит от интенсивности света. При малых интенсивностях эта зависимость обычно линейна и описывается ф-лой

$$G = \eta\alpha I_0 \exp(-\alpha x), \qquad (1)$$

где I_0 — плотность потока световых квантов (число квантов, падающих на единицу площади за единицу времени), α — коэф. поглощения света, x — глубина проникновения, η — квантовый выход (коэф., определяющий, какая доля поглощённых квантов приводит к появлению носителей заряда). При $\hbar\omega \lessapprox \mathscr{E}_g$ $\eta \leqslant 1$, т. к. внутризонное поглощение света не приводит к появлению новых носителей. При $\hbar\omega > 2\mathscr{E}_g$ возможно $\eta > 1$, т. к. из-за взаимодействия между электронами один фотон может возбудить более одного электрона.

При $\hbar\omega \gg \mathscr{E}_g$ (рентг. или γ-излучение) Г. н. з. состоит из первичного акта ионизации, при к-ром возникают носители большой энергии ($\sim \hbar\omega$), и множественных процессов ударной ионизации, в к-рых образуются новые электронно-дырочные пары. При этом $\eta \gg 1$, однако $\eta < \hbar\omega/\mathscr{E}_g$. Последнее связано с необходимостью сохранения импульса в элементарных актах рождения электронно-дырочных пар с возбуждением колебаний решётки. При $\hbar\omega \gg \mathscr{E}_g$ часто пользуются приближённой ф-лой $\eta \approx \hbar\omega/3\mathscr{E}_g$. Аналогичным образом протекает Г. н. з., если вместо фотонов использовать заряж. частицы большой энергии $\mathscr{E} \gg \mathscr{E}_g$ (электроны, протоны, α-частицы и т. п.; см. *Полупроводниковый детектор* частиц).

При высоких интенсивностях света (лазерное излучение), когда существенны процессы многоквантового поглощения света, зависимость скорости Г. н. з. от интенсивности становится нелинейной (см. *Многофотонные процессы*, *Полупроводниковый лазер*).

Г. н. з. происходит также в присутствии сильного электрич. поля вследствие ударной ионизации и туннельных переходов электронов в зону проводимости из валентной зоны (т. н. пробой Зенера) и с примесных уровней.

Лит.: Рывкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; Вавилов В. С., Действие излучений на полупроводники, М., 1963; Аут И., Генцов Д., Герман К., Фотоэлектрические явления, пер. с нем., М., 1980.

Э. М. Эпштейн.

ГЕ́НРИ (Гн, Н) — единица СИ индуктивности и взаимной индуктивности, равная индуктивности электрич. контура, возбуждающего магн. поток в 1 Вб при силе тока в нём 1 А. Назв. в честь Дж. Генри (J. Henry). 1 Гн равен также индуктивности электрич. цепи, в к-рой возникает эдс самоиндукции в 1 В при равномерном изменении тока в ней со скоростью 1 А/с. 1 Гн $=$ 1 В·с/А $=$ 1 Вб/А $= 10^9$ см (ед. СГСМ) $= 1{,}11 \cdot 10^{-12}$ ед. СГСЭ.

ГЕ́НРИ ЗАКО́Н — устанавливает прямо пропорциональную зависимость концентрации c газа, растворённого при пост. темп-ре в данном растворителе, от парциального давления p этого газа над поверхностью раствора:

$$c = \Gamma p, \qquad (1)$$

где Г — коэф. (или константа) Генри, к-рый зависит от темп-ры:

$$\frac{d \ln \Gamma}{dT} = \frac{\Delta H}{RT^2} \qquad (2)$$

(ΔH — изменение энтальпии при растворении). Г. з. сформулирован в 1803 У. Генри (W. Henry).

К Г. з. относят иногда и др. сходные зависимости: прямо пропорциональную зависимость концентрации твёрдых и жидких растворённых веществ от их парциального давления; пропорциональную зависимость концентрации в адсорбц. слое от парциального давления. В последнем случае Г. з. отвечает нач. участку изотермы *адсорбции* — т. н. области Генри. Г. з. справедлив при условии, что мол. масса растворяемого или адсорбируемого вещества в парогазовой и конденсированной фазах одинакова, т. е. эти процессы не должны сопровождаться ассоциацией или диссоциацией молекул.

Константа Генри различна для разных растворов, а также для объёмных и поверхностных явлений одного раствора. Различны и диапазоны изменений концентраций, при к-рых справедлив Г. з. Область Генри для адсорбции занимает обычно много меньший диапазон концентраций, чем для объёмного растворения для тех же растворителей и растворимых веществ; этот факт используется в газожидкостной хроматографии. Замена в (1) парциального давления p на летучесть f, учитывающую неидеальность парогазовой фазы, расширяет диапазон концентраций, в котором действует Генри закон.

Г. з.— частный случай закона распределения вещества между несмешивающимися растворами: отношение концентраций определ. компонента в таких растворах не зависит от общего кол-ва этого компонента. Этот факт используется в зонной очистке вещества.

Лит.: Мелвин-Хьюз Э. А., Физическая химия, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1962. *Ю. Н. Любитов.*

ГЕ́НРИ НА МЕТР (Гн/м, H/m) — единица СИ абсолютной магн. проницаемости. 1 Гн/м равен абс. *магнитной проницаемости* среды, в к-рой при напряжённости магн. поля 1 А/м создаётся магн. индукция 1 Тл; 1 Гн/м = 1 Тл·м/А = 1 Вб/(А/м) = $10^7/4$ ед. СГСМ.

ГЕОАКУ́СТИКА (от греч. gē — Земля и *акустика*) — раздел акустики, в к-ром изучаются закономерности распределения упругих волн с частотами от 10^{-1} до 10^6 Гц в земной коре. Сюда относится также исследование акустич. характеристик горных пород (скорости распределения и затухания упругих волн в них). В Г. наряду с продольными изучаются и др. типы *упругих волн* (поперечные, волны Лява, Стоунли, Лэмба). Экспериментально установлено, что скорости и коэф. затухания продольных упругих волн в горных породах изменяются в пределах 300—8·10^3 м/с и 10^{-3}—10^{-1} дБ/м соответственно. Геоакустич. исследования проводят с целью прогноза землетрясений (сейсмология), изучения строения и свойств литосферы (глубинное сейсмич. зондирование), поиска и разведки месторождений и полезных ископаемых (сейсморазведка, звуковой каротаж). Возбуждение и приём упругих волн осуществляются на поверхности Земли, поверхности и дне акваторий, в глубоких скважинах и горных выработках. Наряду с натурными исследованиями, в Г. используют также методы УЗ-моделирования волновых явлений и лаб. петрофиз. исследования.

Источниками упругих волн при натурных исследованиях служат естественная и наведённая *эмиссия* акустическая, возникающая при растрескивании массивов горных пород, специально проводимые взрывы, электрогидравлич. вибраторы, пьезоэлектрич., магнитострикц. и др. излучатели звука. Приём упругих волн ведут с помощью спец. приборов — *геофонов*.

В зависимости от интенсивности упругих волн и характера взаимодействия их с геологич. средами Г. можно разделить на линейную и нелинейную. Для изучения строения и свойств геологич. сред используют преим. методы линейной Г. Методы нелинейной Г., связанные с активным воздействием упругих волн на среду (изменение температуропроводности, фильтрац. характеристик, давления насыщения углеводородных систем и др.), применяют для интенсификации добычи полезных ископаемых.

Лит.: Ямщиков В. С., Геоакустика, М., 1969; Сургучев М. Л., Кузнецов О. Л., Симкин Э. М., Гидродинамическое, акустическое и тепловое циклические воздействия на нефтяные пласты, М., 1975; Ивакин Б. Н., Карус Е. В., Кузнецов О. Л., Акустический метод исследования скважин, М., 1978. *О. Л. Кузнецов.*

ГЕОДЕЗИ́ЧЕСКАЯ ЛИ́НИЯ (от греч. geōdaisía, букв.— деление Земли) — геом. понятие, обобщающее представление о прямой линии в евклидовом пространстве на случай пространств более общего вида (искривлённых поверхностей в евклидовом пространстве, римановых пространств, дифференцируемых *многообразий* с линейной связностью и т. п.). Конкретное определение Г. л. зависит от геом. структуры рассматриваемого пространства. В случае дифференцируемых многообразий с линейной связностью Г. л.— кривая $x^\mu(\lambda)$, вдоль к-рой касательный вектор $u^\mu(\lambda) = dx^\mu/d\lambda$ переносится параллельно ($\mu = 1, 2, \ldots, N$, где N — размерность пространства). При спец. выборе параметра λ (аффинный параметр на Г. л.) условие параллельного переноса $u^\mu(\lambda)$ принимает вид

$$u^\nu u^\mu_{;\nu} = 0, \qquad (1)$$

где точкой с запятой обозначена *ковариантная производная*. С помощью коэф. связности $\Gamma^\mu_{\nu\tau}$ ур-ние (1) переписывается в форме

$$\frac{du^\mu}{d\lambda} + \Gamma^\mu_{\nu\tau} u^\nu u^\tau = 0. \qquad (2)$$

В римановом пространстве с метрикой $g_{\mu\nu}$ и элементом длины $ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu$ коэф. связности (*Кристоффеля символы*) выражаются через $g_{\mu\nu}$ след. образом:

$$\Gamma^\mu_{\nu\tau} = \frac{1}{2} g^{\mu\alpha} \left(\frac{\partial g_{\nu\alpha}}{\partial x^\tau} + \frac{\partial g_{\tau\alpha}}{\partial x^\nu} - \frac{\partial g_{\nu\tau}}{\partial x^\alpha} \right). \qquad (3)$$

В этом случае локально эквивалентное определение Г. л. можно ввести с помощью вариац. принципа. Под Г. л., соединяющей точки P_1 и P_2 риманова пространства, понимается кривая экстремальной длины. Условие экстремальности функционала

$$s_{12} = \int_{P_1}^{P_2} ds = \int_{P_1}^{P_2} (g_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu)^{1/2}$$

записывается в виде ур-ния Эйлера — Лагранжа

$$\frac{d}{ds}(g_{\mu\nu} u^\mu) = \frac{1}{2} \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^\nu} u^\alpha u^\beta; \quad u^\mu = \frac{\partial x^\mu}{\partial s},$$

что с учётом соотношения (3) эквивалентно условию параллельного переноса касательного вектора (2). Т. о., в малой области риманова пространства Г. л. является не только «прямейшей», но и кратчайшей кривой между двумя точками. Аналогично определяются Г. л. на искривлённых поверхностях, вложенных в евклидово пространство большей размерности. Поведение Г. л. в римановом пространстве аналогично поведению прямых в евклидовом пространстве лишь в малой области. При сравнении с кривыми, не близкими к данной Г. л., последняя может и не быть кратчайшей.

Понятие Г. л. используется в физ. теориях. Так, движение консервативной механич. системы с конечным числом степеней свободы описывается Г. л. в нек-ром специально подобранном римановом пространстве. Аналогичным образом можно описать распространение световых лучей в среде с показателем преломления, зависящим от координат.

В псевдоримановом пространстве общей теории относительности (ОТО) существуют Г. л. трёх типов: времениподобные ($u^\mu u_\mu > 0$), изотропные, или нулевые ($u^\mu u_\mu = 0$), и пространственноподобные ($u^\mu u_\mu < 0$, $\mu = 0, 1, 2, 3$). Времениподобные Г. л. являются м и р о в ы м и л и н и я м и пробных точечных частиц с отличной от нуля массой покоя, движущихся в гравитац. поле, определяющем *метрику пространства-времени* $g_{\mu\nu}$. Времениподобные Г. л. соответствуют максимуму длины кривой. Изотропные Г. л. соответствуют движению фотонов и др. безмассовых частиц. Пространственноподобные Г. л. не соответствуют движению реальных частиц, однако они важны для понимания геом. свойств самого пространства-времени. Второй член в ур-нии (2) для Г. л. в контексте ОТО можно интерпретировать как гравитац. силу, действующую на материальную точку. В силу эквивалентности тяготения и инерции эта величина не имеет тензорного характера и может быть обращена в нуль вдоль нек-рой кривой спец. выбором системы координат (свободно падающая система отсчёта). При этом взаимное положение двух близких Г. л. не зависит от системы координат и может быть использовано для описания «истинного» действия гравитац. поля. Для двух близких Г. л. $x^\mu(s)$ и $x^\mu(s) + \delta x^\mu(s)$ из (2) получим

$$\frac{D^2}{ds^2}\,\delta x^\mu = R^\mu_{\lambda\tau\nu}\,\delta x^\nu u^\lambda u^\tau ,$$

где $DA^\mu/ds = A^\mu_{;\lambda}u^\lambda$ — абс. производная, $R^\mu_{\lambda\tau\nu}$ — *кривизны тензор*. Т. о., хотя свободно падающая в гравитац. поле частица покоится в падающей вместе с ней системе отсчёта, другая, близкая к ней частица движется относительно первой. Этот пример иллюстрирует локальный характер принципа эквивалентности сил тяготения и инерции.

Ряд свойств Г. л. в пространстве-времени ОТО удаётся получить, используя ур-ния Эйнштейна совместно с нек-рыми предположениями относительно свойств создающей гравитац. поле материи. Напр., если плотность энергии неотрицательна во всех физически допустимых системах отсчёта, то поперечное сечение пучка Г. л. $S(\lambda)$ (λ — аффинный параметр вдоль пучка) удовлетворяет условию $d^2S^{1/2}/d\lambda^2 \leqslant 0$. Отсюда следует, что если в нек-рой точке производная $dS/d\lambda$ стала отрицательной, то через конечный промежуток значений λ сечение S обратится в нуль (фокальная точка). Подобные рассуждения лежат в основе т. н. теорем о сингулярностях Хокинга — Пенроуза.

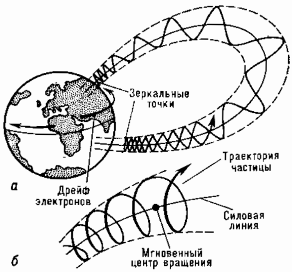
Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Г р о м о л Д., К л и н г е н б е р г В., М е й е р В., Риманова геометрия в целом, пер. с нем., М., 1971; Х о к и н г С., Э л л и с Д ж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977; М и з н е р Ч., Т о р н К., У и л е р Д ж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; Д у б р о в и н Б. А., Н о в и к о в С. П., Ф о м е н к о А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1985; К о б а я с и Ш., Н о м и д з у К., Основы дифференциальной геометрии, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981. *Д. В. Гальцов.*

ГЕОМАГНЕТИ́ЗМ — то же, что *земной магнетизм.*

ГЕОМАГНИ́ТНАЯ ЛОВУ́ШКА — ловушка для заряж. частиц, образуемая магн. полем Земли. Возможность захвата заряж. частиц геомагн. полем была показана расчётами К. Стёрмера (K. Størmer, 1913) и Х. Альвена (H. Alfvén, 1950), но лишь эксперименты на ИСЗ подтвердили реальное существование Г. л. и показали, что она заполнена частицами высоких энергий (от неск. кэВ до сотен МэВ), образующими *радиационные пояса* Земли.

Силовые линии магнитного поля Земли имеют такую конфигурацию, что образуют адиабатич. *магнитную ловушку* для попавших на них заряж. частиц. Для заряженных частиц, движущихся в квазистационарных магн. полях, магн. момент движения μ с хорошей точностью является адиабатич. инвариантом: $\mu = mv^2 \sin\alpha/2H = \mathrm{const}$ (α — угол между вектором скорости v частицы и направлением напряжённости $\boldsymbol{H}$ магн. поля, т. н. питч-угол). Это приводит к увеличению поперечной составляющей скорости $v_\perp = v\sin\alpha$, когда частица попадает в область с возрастающей напряжённостью магн. поля, и уменьшению (при неизменной полной энергии частицы) продольной составляющей $v_\parallel$. В области, где поле усиливается, частица затормозится, а затем в точке, где $v_\parallel = 0$, отразится от т. н. магн. зеркала и будет двигаться к сопряжённой зеркальной точке Г. л.

Частицы, захваченные в Г. л., совершают колебат. движение из одного полушария в другое, двигаясь вдоль силовых линий, одновременно прецессируя вокруг них (см. *Лармора прецессия*) и дрейфуя по долготе из-за неоднородности геомагн. поля (рис.). Время колебаний частиц из Северного полушария в Южное и обратно



Движение заряженных частиц, захваченных в геомагнитную ловушку (*а*). Частицы движутся по спирали вдоль силовой линии магнитного поля Земли (*б*) и одновременно дрейфуют по долготе.

составляет от 10^{-3} до 10^{-1} с. За время своей жизни в захваченном состоянии (от одних суток до 30 лет) частицы совершают многие миллионы колебаний. Долготный дрейф происходит со значительно меньшей скоростью, при этом протоны и электроны дрейфуют в разные стороны. В зависимости от энергии частицы совершают полный оборот вокруг Земли за время от неск. мин до суток.

Из захваченного состояния частицы выходят вследствие разл. флуктуаций, к-рым подвержено магн. поле Земли: *магнитные бури* и др. возмущения, приводящие к нарушению первого инварианта движения и «сбросу» частиц в атмосферу Земли. Частицы с очень большим ларморовским радиусом имеют повышенную вероятность столкнуться с частицами атмосферы (ионосферы) Земли и также покинуть Г. л. Пополнение частиц радиац. поясов происходит как за счёт пост. захвата продуктов распада нейтронов (электронов, протонов), образованных *космическими лучами* в верх. атмосфере Земли, так и частиц *солнечного ветра* и ионосферы с последующим их ускорением при разл. возмущениях магн. поля.

Лит.: А р ц и м о в и ч Л. А., Элементарная физика плазмы, 3 изд., М., 1969; Т в е р с к о й Б. А., Динамика радиационных поясов Земли, М., 1968; Х е с с В., Радиационный пояс и магнитосфера, пер. с англ., М., 1972. *Ю. И. Логачев.*

ГЕОМЕТРИ́ЧЕСКАЯ АКУ́СТИКА — упрощённая теория распространения звука, пренебрегающая дифракц. явлениями (см. *Дифракция волн*, *Дифракция звука*). В Г. а. звуковое поле представляют в виде лучевой картины, не зависящей от длины волны, и считают, что звуковая энергия распространяется вдоль каждой лучевой трубки независимо от остальных лучей; это даёт обратную пропорциональность между плотностью потока энергии вдоль луча и площадью поперечного сечения лучевой трубки. В однородных средах лучи — прямые линии, в неоднородных они искривляются (см. *Рефракция звука*).

С матем. точки зрения Г. а. есть предельный случай волновой теории распространения звука при стремлении длины волны к нулю и в этом отношении аналогична *геометрической оптике* в теории распространения света. Г. а. можно пользоваться при конечной длине волны звука, если эта длина достаточно мала по сравнению с расстоянием, на к-ром скорость звука меняется существенно, и по сравнению с характерными размерами задачи (напр., размерами препятствия, поперечником излучателя и т. п.); кроме того, должно быть выполнено условие медленности изменения параметров звукового поля в направлении, перпендикулярном к лучам. Г. а. неприменима или даёт значит. погрешность при расчёте звукового поля в областях, где вследствие волновой природы звука существенны дифракц. эффекты, к-рые в Г. а. не учитываются принципиально (напр., вблизи границы тени, вблизи фокальной области при *фокусировке звука* и т. п.). В области применимости Г. а. звуковое поле в любой точке можно рассматривать локально как квазиплоскую волну, бегущую в направлении касательной к лучу. Для гармонич. волн каждую величину p, характеризующую поле, можно записать в виде

$$p = ae^{-i\omega t + i\frac{\omega}{c_0}\psi},$$

где ω — частота, амплитуда a — медленно меняющаяся ф-ция координат, c_0 — локальная скорость звука в нач. точке, а *эйконал* ψ связан с локальным коэф. преломления n соотношением

$$\nabla\psi = n\boldsymbol{T},$$

где $\boldsymbol{T}$ — единичный вектор касательной к лучу. Пользуясь *Ферма принципом*, можно найти ур-ние луча в виде

$$\varkappa = \frac{1}{n}(\nabla n\boldsymbol{N}),$$

где $\varkappa$ — кривизна луча, $\boldsymbol{N}$ — единичный вектор его гл. нормали. Из этого ур-ния следует, что луч искривляется в сторону уменьшения скорости звука.

При распространении звука соотношения Г. а. могут потерять свою применимость в результате усложнения структуры звукового поля, а затем вновь восстановить её. Так, при приближении к каустической поверхности Г. а. даёт при расчёте поля ошибочные результаты (в частности, согласно лучевой картине, поле на каустике обращается в бесконечность); по удалении от каустики звуковое поле снова правильно описывается лучевой картиной. При физ. выделении лучевой трубки, напр. при диафрагмировании плоской волны большим отверстием в экране, когда, согласно Г. а., проходящий пучок параллельных лучей должен был бы распространяться неограниченно, в действительности лучи постепенно вытесняются с боков дифракц. полем и на расстоянии $r \sim D^2/\lambda$ от экрана (D — линейный размер отверстия, λ — длина волны звука) проходящее поле полностью теряет свой лучевой характер. При $r \gg D^2/\lambda$ лучевой характер поля восстанавливается, но получающийся пучок лучей оказывается расходящимся. Аналогично ведёт себя пучок лучей, создаваемый большим поршневым излучателем. Звуковая тень позади большого препятствия засвечивается с боков дифракц. полем, огибающим препятствие. Вдали от источников звука и от препятствий звуковое поле в среде со свойствами, медленно меняющимися от точки к точке, описывается лучевой картиной всюду, за исключением областей, близких к каустикам. Действие *линз акустических* и *зеркал акустических* можно изучать при помощи Г. а. всюду, за исключением области, близкой к фокусу.

Отражение и преломление звука можно рассматривать при помощи лучевой картины при условии, что радиусы кривизны граничной поверхности велики по сравнению с длиной волны, а источник звука находится вдали от границы. Направления отражённых и преломлённых лучей следует определять по *Снелля закону*, считая, что отражение происходит в каждой точке от плоскости, касательной к поверхности в этой точке; амплитуды отражённого и преломлённого луча определяются по ф-лам Френеля для отражения и преломления плоских волн.

Г. а. широко применяют при расчёте звуковых полей в естеств. средах: в атмосфере, океане и толще Земли (особенно при распространении на большие расстояния). Лучевая картина позволяет объяснить образование звуковых теней, зон молчания, зон аномальной слышимости, явление сверхдальнего распространения в *подводном звуковом канале* и т. п. и делается неприменимой только на низком *инфразвуке* (см. *Гидроакустика*, *Геоакустика*).

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973, гл. 6; Чернов Л. А., Волны в случайно-неоднородных средах, М., 1975, ч. 1. *М. А. Исакович.*

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА — раздел оптики, в к-ром изучаются законы распространения света в прозрачных средах и условия получения изображений на основании матем. модели физ. явлений, происходящих в оптич. системах, справедливой, когда длина волны света бесконечно мала. Положения Г. о. имеют значения первых приближений, согласующихся с наблюдаемыми явлениями, если эффекты, вызываемые волновой природой света, — интерференция, дифракция и поляризация — несущественны. Выводы Г. о. строятся дедуктивным методом на основании неск. простых законов, установленных опытным путём:

1. Закон прямолинейного распространения света: в однородной среде свет распространяется прямолинейно. Линия, вдоль к-рой переносится световая энергия, наз. лучом. В однородной среде лучи света представляют собой прямые линии.

2. Закон преломления, к-рый устанавливает изменение направления луча при переходе из одной однородной среды в другую: падающий и преломлённый лучи лежат в одной плоскости с нормалью к преломляющей поверхности в точке падения, а направления этих лучей связаны соотношением $n \sin\alpha = n' \sin\alpha'$, где n и n' — показатели преломления соответственно первой и второй сред, α — угол падения (угол между лучом, падающим на поверхность, и нормалью к поверхности в точке падения), α' — угол преломления (угол между преломлённым лучом и нормалью к поверхности в точке падения). Закон преломления открыт в 17 в. В. Снеллиусом (W. Snellius) и Р. Декартом (R. Descartes).

3. Закон отражения, к-рый устанавливает изменение направления луча в результате встречи с отражающей (зеркальной) поверхностью: падающий и отражённый лучи лежат в одной плоскости с нормалью к отражающей поверхности в точке падения, и эта нормаль делит угол между лучами на две равные части. Формально этот закон можно рассматривать как частный случай закона преломления при $n' = -n$. Закон отражения впервые упоминается в «Катоптрике» Евклида (примерно 300 до н. э.).

4. Закон независимого распространения лучей: отд. лучи не влияют друг на друга и распространяются независимо. Если в какой-либо точке сходятся две системы лучей, то освещённости, создаваемые ими, складываются.

Понятие лучей сохраняется и в *волновой оптике*, в к-рой световые лучи Г. о. трактуются как нормали к волновой поверхности — геом. месту точек, в к-рых световые эл.-магн. колебания имеют одинаковую фазу. Согласно теореме Малюса — Дюпена, пучку лучей, вышедшему из к.-л. точки, после произвольного числа преломлений и отражений в последней среде соответствует множество ортогональных этому пучку поверхностей, являющихся волновыми поверхностями, т. е. свойство ортогональности не теряется при преломлении и отражении. Произведение показателя преломления однородной среды n на расстояние между двумя волновыми поверхностями l, измеренное вдоль к.-л. луча, наз. *оптической длиной пути* $L=ln$. Оптич. путь пропорционален времени распространения света. В неоднородной среде $L=\int_0^l ndl$. В соответствии с *Ферма принципом* распространение света из одной точки в другую происходит таким образом, что длина оптич. пути между этими точками имеет экстрем. значение.

Положения Г. о. особенно эффективно используются при расчёте оптич. систем — совокупностей преломляющих и отражающих поверхностей, обладающих заданными свойствами. Действие оптич. систем проявляется в виде геом. связи между двумя пространствами, одно из к-рых, наз. пространством предметов, содержит как самосветящиеся, так и освещаемые к.-л. источником света точки, линии и поверхности. Во втором пространстве, наз. пространством изображений, возникают их оптич. изображения. Соответствующие друг другу и находящиеся в пространствах предметов и изображений геом. элементы, а также лучи наз. сопряжёнными. Для исследования свойств пучков лучей, распространяющихся через оптич. системы, разработаны спец. характеристич. ф-ция Гамильтона и её видоизменения — *эйконалы*. Оптич. путь между точками, одна из к-рых находится в пространстве предметов, а другая — в пространстве изображений, представленный как ф-ция направляющих косинусов луча в пространстве предметов и сопряжённого луча в пространстве изображений, наз. угловым эйконалом. Частные производные от углового эйконала по направляющим косинусам луча в пространстве изображений линейно зависят от координат точки пересечения луча с плоскостью в пространстве изображений. Это свойство эйконала позволяет в принципе найти координаты точек пересечения лучей с плоскостью в пространстве изображений по заданным в пространстве предметов направляющим косинусам лучей и координатам точек их пересечения с к.-л. плоскостью. Однако эйконал в случаях, представляющих интерес для практики, не удаётся выразить в конечном виде. Приходится прибегать к его разложению в ряд. Первый член такого разложения соответствует т. н. области Гаусса, где пучку лучей в пространстве предметов, исходящему из одной точки,— гомоцентрическому пучку — соответствует гомоцентрич. пучок в пространстве изображений.

Особое прикладное значение в Г. о. имеет теория центрир. оптич. системы — совокупности преломляющих и отражающих поверхностей вращения, имеющих общую ось, наз. оптич. осью, и симметричное относительно этой оси распределение показателей преломления (если система содержит неоднородные среды). Большинство используемых на практике оптич. систем (фотообъективов, зрительных труб, микроскопов и т. п.) является центрированными. В таких системах для области пространства, бесконечно близкой к оптич. оси и наз. параксиальной областью, действуют простые законы, связывающие положение луча, вышедшего из системы, с вошедшим в неё лучом. Для центрир. оптич. систем область Гаусса совпадает с параксиальной областью. Исходные положения параксиальной оптики — т. н. законы солинейного сродства, по к-рым каждой прямой пространства предметов соответствует одна сопряжённая с ней прямая в пространстве изображений, каждой точке — сопряжённая с ней точка и, как следствие, каждой плоскости — сопряжённая с ней плоскость. С помощью условного распространения действия законов параксиальной оптики на всё пространство вводится понятие идеальной оптич. системы, изображающей любую точку пространства предметов в виде точки в пространстве изображений. Любая геом. фигура, расположенная в пространстве предметов на плоскости, перпендикулярной оптич. оси, изображается идеальной системой в виде геометрически подобной фигуры в пространстве изображений также на плоскости, перпендикулярной оптич. оси. Коэф. подобия фигур равен абс. значению линейного увеличения оптич. системы (см. *Увеличение оптическое*). Осн. понятиями параксиальной оптики, или теории идеальных оптич. систем, являются *кардинальные точки оптической системы*. Ограниченные поперечные размеры входных отверстий оптич. систем приводят к ограничению как телесного угла пучков лучей, исходящих из отд. точек предмета, так и к ограничению изображаемого пространства. С ограничением пучков лучей в оптич. системах связаны такие понятия Г. о., как апертурная и полевая *диафрагмы*, входной и выходной зрачки, апертурный и полевой углы, числовая *апертура*.

Реальная оптич. система в приближении Г. о. отличается от идеальной наличием аберраций — дефектов изображения, проявляющихся в том, что точки пространства предметов изображаются в виде пятен со сложной структурой, а также в нарушении подобия между предметом и изображением (см. *Аберрации оптических систем*). В системах, содержащих преломляющие поверхности и работающих в немонохроматич. свете, возникают ещё и *хроматические аберрации*, обусловленные явлением дисперсии оптич. материалов. Точные значения аберраций оптич. системы на стадии её проектирования определяют путём расчёта хода лучей, выполняемого на ЭВМ по ф-лам, в основе к-рых лежат законы Г. о. Аналитич. связь аберраций с конструктивными параметрами оптич. системы — радиусами кривизны оптич. поверхностей, расстояниями между их вершинами, показателями преломления сред и т. п.— может быть установлена лишь приближённо на основе использования высших членов разложения эйконала в ряд. Путём проведения спец. расчётов на стадии проектирования аберрации оптич. систем уменьшают до приемлемого уровня.

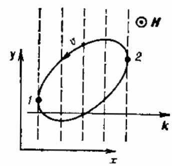
Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1, М.— Л., 1948; Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969; Герцбергер М., Современная геометрическая оптика, пер. с англ., М., 1962; Чуриловский В. Н., Теория оптических приборов, М.— Л., 1966; ГОСТ 7427—76. Геометрическая оптика. Термины, определения и буквенные обозначения.

А. П. Грамматин.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ — осцилляции коэф. поглощения α УЗ в металлах в магн. поле $\boldsymbol{H}$, перпендикулярном волновому вектору звука $\boldsymbol{k}$. Пост. магн. поле влияет на движение электронов, вынуждая их двигаться по траекториям, вид к-рых определяется сечением поверхности пост. энергии плоскостями, перпендикулярными $\boldsymbol{H}$; осн. вклад дают электроны с энергией, близкой к уровню Ферми (т. е. вблизи *ферми-поверхности*). Г. о. имеют место, если длина свободного пробега l электронов гораздо больше характерного размера r_L ларморовской орбиты электрона в магн. поле, к-рый, в свою очередь, гораздо больше длины волны звука

$$\lambda=2\pi/k \quad (2\pi/k \ll r_L \ll l).$$

В указанных условиях электрон эффективно взаимодействует со звуковой волной лишь в окрестностях точек, где проекция скорости $\boldsymbol{v}$ электрона на $\boldsymbol{k}$ мала (точки *1* и *2* на рис.). Вблизи этих точек электрон в течение длит. времени движется в почти пост. поле звуковой волны. На остальных участках ср. сила, действующая на электрон со стороны волны, мала, поскольку, в силу условия $kr_L \gg 1$, фаза волны быстро изменяется в масштабе траектории. Поэтому вклад электрона в поглощение определяется суммой вкладов точек эффективного взаимодействия (типа 1 и 2) на участке траектории, пройденном за время между столкновениями,



Проекция траектории электрона на плоскость, перпендикулярную магнитному полю; штриховые линии — плоскости равной фазы звуковой волны.

причём существенной оказывается корреляция фаз волны, соответствующих этим точкам. Эта корреляция не изменится, если размеры орбиты изменить на целое число длин волн. Поскольку диаметр орбиты $r_L \sim H^{-1}$, α периодически зависит от H^{-1}. Т. к. общий вклад в поглощение в $l/r_L \gg 1$ раз больше вклада за один оборот, во столько же раз α больше значений коэф. поглощения α_0 в отсутствие поля H. Глубина модуляции осцилляц. картины при этом невелика ($\approx 1/\sqrt{kr_L}$), поскольку в поглощение дают вклад разные траектории (с разными расстояниями между точками 1 и 2). В итоге картина частично «замазывается», а осн. вклад дают такие сечения поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной H, где разность $p_y^{(1)} - p_y^{(2)}$ экстремальна (здесь p_y — проекция импульса электрона p). Эти сечения и определяют период Г. о.

Впервые на опыте Г. о. наблюдал Х. Бёммель в Sn [2]; их теорию построили А. Б. Пиппард [3] и В. Л. Гуревич [4]. Наблюдение Г. о. используют для определения геометрии и характерных размеров поверхности Ферми металлов. Г. о.— частный случай более широкого класса магнетоакустических явлений.

Лит.: 1) Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; 2) Bömmel H. E., Attenuation in superconducting and normalconducting tin at low temperatures, «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 758; 3) Pippard A. B., A proposal for determining the Fermi surface by magneto-acoustic resonance, «Phil. Mag.», 1957, v. 2, p. 1147; 4) Гуревич В. Л., Поглощение ультразвука в металлах в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1959, т. 37, с. 71. *Ю. М. Гальперин.*

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ФАКТОР — величина, определяющая геометрию пучка излучения; используется в *фотометрии*, космофизике при регистрации излучений и потоков частиц. Г. ф. G зависит от размеров и взаимного расположения диафрагм, совместно выделяющих из всех возможных прямых то множество направлений, к-рое определяется пучком излучения и угл. апертурой приёмника излучения. Г. ф. инвариантен относительно любых поверхностей, пересекаемых прямыми, входящими в данное множество направлений, и принимается за меру этого множества (понятие о мере множества лучей впервые введено А. А. Гершуном в 30-х гг. 20 в.). Напр., для сопряжённых диафрагм источника и приёмника $A_и$ и $A_п$ (или сопряжённых начальной и конечной диафрагм оптич. системы) $dG = dA_и \cos\theta_и\, d\Omega_п = dA_п \cos\theta_п\, d\Omega_и$, где $dA_и$ и $dA_п$ — площади сопряжённых участков диафрагм источника и приёмника; $\theta_и$ и $\theta_п$ — углы между направлением излучения и перпендикулярами к излучающей и освещаемой поверхностям; $d\Omega_и$ и $d\Omega_п$ — телесные углы, под к-рыми видны $dA_и$ и $dA_п$ со стороны диафрагм $A_и$ и $A_п$. Инвариантность Г. ф. сохраняется и для широких пучков. Г. ф. используется также при построении системы фотометрич. величин: яркость вдоль луча $L = d\Phi/dG$, где Φ — световой поток.

Лит.: Сапожников Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977; Международный светотехнический словарь, 3 изд., М., 1979. *А. А. Волькенштейн.*

ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ МЕТОД — приближённый асимптотич. метод вычисления волновых полей, опирающийся на представление о лучах, вдоль к-рых распространяется энергия волны. Г. о. м. отвечает широкому, «волновому», пониманию геом. оптики, в противоположность геом. оптике в узком, «лучевом», смысле, ориентированной на построение изображений при помощи лучей. Первоначальный, лучевой, период развития Г. о. м. был завершён трудами У. Гамильтона (W. Hamilton) и его последователей, тогда как начало современному, волновому, периоду положил П. Дебай (P. Debye) в 1911.

Уравнения геометрической оптики. Переход от волнового ур-ния к ур-ниям геом. оптики проще всего продемонстрировать на примере скалярного монохроматич. волнового поля $u(r)$, удовлетворяющего ур-нию Гельмгольца $\Delta u + k_0^2 n^2(\boldsymbol{r}) u = 0$, где $n(\boldsymbol{r})$ — коэф. преломления, $k_0 = \omega/c$ — волновое число, ω — частота [зависимость от времени даётся множителем $\exp(-i\omega t)$, к-рый для простоты не выписывается]. В рамках Г. о. м. волновое поле представляют в виде $u(\boldsymbol{r}) = A(\boldsymbol{r}) \times \exp[ik_0\psi(\boldsymbol{r})]$, причём параметры волны — амплитуду $A(\boldsymbol{r})$ и градиент фазы $\boldsymbol{p} = \nabla\psi$ — считают ф-циями, медленно меняющимися в масштабе длины волны λ:

$$\lambda |\nabla A| \ll A,\ \lambda |\nabla p_j| \ll p,\ j = 1,\ 2,\ 3, \qquad (1)$$

т. е. предполагают, что поле $u(\boldsymbol{r})$ имеет структуру квазиплоской волны. Амплитуду A разлагают далее в ряд по безразмерному малому параметру $\mu = 1/k_0L = \lambda/2\pi L$, где L — характерный масштаб задачи: $A = A_0 + (\mu/i)A_1 + \ldots$ (процедура Дебая — Рытова). Чтобы получить ур-ния для *эйконала* ψ и амплитуд A_m, в ур-нии Гельмгольца следует приравнять нулю коэф. при одинаковых степенях k_0^{-1} или μ. Ур-ния для ψ и амплитуды нулевого приближения A_0 (соответственно ур-ние эйконала и ур-ние переноса) имеют вид

$$(\nabla\psi)^2 = n^2,\ \operatorname{div}(A^2\nabla\psi) = 0. \qquad (2)$$

Характеристики ур-ния эйконала в Г. о. м. наз. лучами. Ур-ния лучей можно записать в разл. формах. Чаще всего употребляются лагранжева форма

$$\frac{d}{d\sigma}\left(n\frac{dr}{d\sigma}\right) = \nabla n \qquad (3)$$

и гамильтонова форма

$$\frac{dr}{d\tau} = \boldsymbol{p},\ \frac{d\boldsymbol{p}}{d\tau} = \frac{1}{2}\nabla n^2. \qquad (4)$$

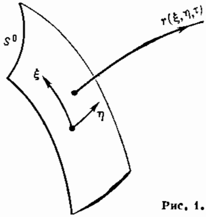


Рис. 1.

Здесь $d\sigma$ — элемент длины луча, $d\tau = d\sigma n^{-1}$, $\boldsymbol{p} = \nabla\psi$ — вектор, касательный к лучу. В однородной среде ($\nabla n = 0$) лучи являются прямыми линиями. Если известно двупараметрич. семейство лучей $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(\xi,\ \eta,\ \tau)$, покидающих нач. поверхность S^0 (рис. 1), то решения ур-ний (2) с нач. значениями $\psi^0(\xi,\ \eta)$ и $A_0^0(\xi,\ \eta)$, заданными на S^0, можно выразить через параметры семейства лучей:

$$\psi = \psi^0 + \int_0^\tau n^2\, d\tau = \psi^0 + \int_0^\sigma n\, d\sigma,\quad A_0 = A_0^0\,[D(0)/D(\tau)]^{1/2},$$

где интегрирование ведётся вдоль лучей, а $D(\tau) = \partial(x,\ y,\ z)/\partial(\xi,\ \eta,\ \tau)$ — якобиан перехода от лучевых координат к декартовым. Т. о., лучи в Г. о. м. образуют костяк, на к-рый «нашивается» волновое поле, наз. в этом случае лучевым полем. Согласно (2), поток энергии $\boldsymbol{I}_0 = A_0^2\nabla\psi = A_0^2\boldsymbol{p}$ направлен по касательной к лучу. В одномерных задачах Г. о. м. равносилен *ВКБ-методу*.

Ур-ния Г. о. м. значительно проще, чем исходное волновое ур-ние, т. к. сводятся к системе обыкновенных дифференц. ур-ний (3) или (4). Для сравнительно просто устроенных сред эти ур-ния допускают аналитич. решения, в т. ч. методом разделения переменных, во чаще используют приближенные решения методом возмущений и численными методами. В рамках Г. о. м. легко описать слабое поглощение в среде (вводя соответств. фактор ослабления вдоль криволинейного луча), а также отражение и преломление на криволинейных границах раздела, для чего используют *Френеля формулы*.

Условия применимости. Рассматривая луч как физ. объект, его можно окружить «френелевским объёмом», к-рый содержит все первые *Френеля зоны*, «нанизанные» на луч (рис. 2). Френелевский объём определяет область, влияющую на формирование поля в точке наблюдения. Исходя из этого, можно сформулировать достаточные условия применимости Г. о. м., к-рые сводятся к требованию, чтобы в поперечном сечении френелевского объёма с радиусом a_j параметры волны A и $\boldsymbol{p}$ практически не менялись:

$$a_j\,|\nabla_\perp A_0| \ll A_0,\ a_j\,|\nabla_\perp p_j| \ll p.$$

Эти неравенства гарантируют малость дифракц. эффектов, тогда как неравенства (1) служат лишь необходимыми условиями применимости Г. о. м.

Разновидности Г. о. м. используют при решении разнообразных физ. задач, причём не только в оптике, но и в радиофизике, физике плазмы. У Г. о. м. имеются «двойники»: *геометрическая акустика*, геом. сейсмология, *квазиклассическое приближение* квантовой механики (в трёх измерениях) и т. д. Особенно велика роль Г. о. м. в задачах распространения волн в неоднородных средах, для к-рых аналитич. решения исходного волнового ур-ния известны только для небольшого числа частных случаев.

Для описания векторных полей (эл.-магн., упругие, гидродинамич. и др. волны) разработано неск. вариантов Г. о. м. В случае анизотропных сред используют представление поля в виде суммы независимых (невзаимодействующих) нормальных волн. В изотропных средах разделяют продольные и поперечные волны, при этом оказывается, что векторы поля в поперечной волне

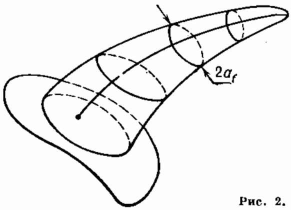


Рис. 2.

вращаются относительно естеств. трёхгранника со скоростью, равной кручению луча $\varkappa$: $d\theta/d\sigma = \varkappa$ (закон Рытова). В промежуточном случае слабо анизотропных сред, когда нужно учитывать взаимодействие нормальных волн, эффективное описание поля достигается при помощи квазиизотропного приближения геом. оптики.

Распространение немонохроматич. волн в общем случае неоднородных и нестационарных сред с частотной и пространств. дисперсией описывают при помощи пространственно-временной геом. оптики, к-рая опирается на понятие пространственно-временных лучей. Последние вводят как характеристики ур-ния эйконала

$$H(\omega,\ t;\ \boldsymbol{k},\ \boldsymbol{r}) = 0,\ \omega = -\partial\varphi/\partial t,\ \boldsymbol{k} = \nabla\varphi,$$

где $\varphi = \varphi(\boldsymbol{r},\ t)$ — полная фаза волны. В нестационарных средах энергия волны не сохраняется, но в определ. условиях существует *адиабатический инвариант* $\mathcal{E}/\omega = \mathrm{const}$, где $\mathcal{E}$ — энергия волнового пакета. Разработаны также варианты Г. о. м. для случайно-неоднородных сред, волноводных систем и резонаторов, поверхностных волн, нелинейных задач и т. д.

Обобщения Г. о. м. Значение Г. о. м. определяется не только его наглядностью, универсальностью и эффективностью при решении разнообразных задач, но и тем, что он явился эвристич. основой мн. приближённых методов в теории распространения и дифракции волн. Комплексный Г. о. м. используют для описания полей в сильно поглощающих средах и в области каустич. тени. Ряд обобщений Г. о. м. направлен на устранение расходимости поля вблизи *каустик*. Сюда относятся метод эталонных ф-ций Кравцова — Людвига, метод канонич. оператора Маслова, метод интерференц. интеграла Орлова и нек-рые др. методы, существенно использующие лучевой каркас для построения равномерных и локальных асимптотик поля. К обобщениям Г. о. м. следует отнести также метод геом. теории дифракции Келлера, метод краевых волн Уфимцева, полутеневые асимптотич. методы и ряд др. подходов, выражающих дифракц. поле через решение известных эталонных задач и использующих разл. типы дифракц. лучей, с введением к-рых дифракц. поля приобретают лучевую структуру.

Наконец, следует указать квазиоптич. обобщения Г. о. м.: *плавных возбуждений метод* (Рытова), *параболического уравнения приближение* (Леонтовича — Фока), *Кирхгофа метод* дифракц. интеграла для неоднородных сред. Указанные обобщения существенно расширили возможности Г. о. м. и позволили проводить расчёты полей в таких областях, как зоны тени и полутени, окрестности каустик и фокусов и т. д.

Лит.: Рытов С. М., Модулированные колебания и волны, «Тр. ФИАН», 1940, т. 2, в. 1; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Бабич В. М., Булдырев В. С., Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн, М., 1972; Маслов В. П., Федорюк М. В., Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики, М., 1976; Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И., Геометрическая оптика неоднородных сред, М., 1980. *Ю. А. Кравцов.*

ГЕОФО́Н (от греч. gē — Земля и phōnē — звук) — *электроакустический преобразователь*, предназначенный для приёма упругих волн, распространяющихся в земной коре; применяется в *геоакустике*.

Для регистрации упругих волн на больших расстояниях используются низкочастотные инфразвуковые и звуковые Г.— сейсмографы, сейсмоприёмники, сейсмометры, Г. являются приёмниками колебат. смещения, колебат. скорости или ускорения в волне относительно «неподвижной» земли. Для создания эффекта «неподвижной» земли в Г. используется инерция массивной части, подвешенной на пружинах к корпусу прибора: при колебаниях грунта корпус движется вместе с ним, а подвешенная на пружинах масса стремится сохранить своё положение. Движение корпуса относительно массы измеряют с помощью эл.-механич. преобразователя. Для регистрации смещения применяют Г. с эл.-статич. преобразователем; при этом одна обкладка плоского конденсатора размещается на массе, вторая — на корпусе. Колебат. скорость регистрируют с помощью

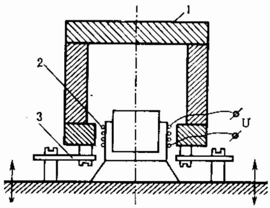


Рис. 1. Приёмник колебательной скорости: *1* — инерционная масса магнита; *2* — подвижная катушка; *3* — упругие пластины; стрелками помечено направление смещения.

эл.-динамич. Г., в к-ром инерционной массой является специально подвешенная катушка, а пост. магн. поле создаётся магнитом, закреплённым на корпусе; для этой же цели служит эл.-магн. Г., в к-ром катушка связана с корпусом, а магнит служит инерционной массой (рис. 1). Для измерения ускорений применяют *пьезоэлектрический преобразователь*, в к-ром пьезоэлемент заменяет собой подвес (рис. 2), а его деформация под действием ускорения массивной части регистрируется благодаря пьезоэффекту. Обработка принятого сигнала на

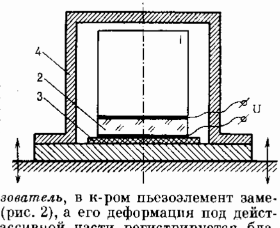


Рис. 2. Пьезоприёмник ускорения: *1* — инертная масса; *2* — пьезоэлемент; *3* — упругая прокладка; *4* — корпус.

ЭВМ позволяет измерить три величины посредством Г. одного типа.

Если известны источник волны и направление её распространения, измерение трёх компонент вектора смещения — вертикальной и двух взаимно перпендикулярных горизонтальных — позволяет определить поляризацию и характер колебаний. Для этой цели служат трёхкомпонентные Г., к-рые по существу являются комбинацией трёх систем, выдающих три электрич. сигнала, пропорциональных соответствующим составляющим колебаний. Для определения направления прихода волн применяют систему Г., соединённых в групповую эл.-акустич. антенну (см. *Направленность акустических излучателей и приёмников*).

Лит.: Иориш Ю. И., Виброметрия, М., 1963; Римский-Корсаков А. В., Электроакустика, М., 1973.
О. Л. Кузнецов.

ГЕРМА́НИЙ (Germanium), Ge,— хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 32, ат. масса 72,59. Природный Г. состоит из 5 стабильных изотопов с массовыми числами 70, 72, 73, 74, 76. В качестве радиоакт. индикатора чаще всего используют ^{71}Ge (электронный захват, $T_{1/2}$ =11,2 сут). Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2p^2$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 7,899; 15,934; 34,2; 45,1 эВ. Металлич. радиус 0,139 нм, радиус ионов Ge^{2+}—0,065 нм, Ge^{4+}—0,044 нм. Значение электроотрицательности 2,02.

В свободном виде — металл с цветом поверхности от серебристого до чёрного; существует в одной аморфной и неск. кристаллич. модификациях. Стойкая при нормальных условиях кристаллич. модификация имеет кубическую структуру типа алмаза с параметром a=0,56575 нм. Плотность твёрдого Г. 5,323 кг/дм^3 (25 °C), жидкого — 5,557 кг/дм^3 (1000 °C), $t_{пл}$=937 °C, $t_{кип}$=2847 °C. При плавлении объём Г. уменьшается на 5,4%. Теплота плавления 443 кДж/кг, испарения — 4700 кДж/кг, атомная теплоёмкость 22,3 Дж/(моль·К) (0—100 °C). Коэф. теплопроводности 60,7 Вт/(м·К) (0 °C). Коэф. линейного расширения $5{,}75\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 298 К) и $4{,}5\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$ (в интервале 73—273 К). Тв. по минералогич. шкале 6—6,5; при обычной темп-ре Г. хрупок. При высоких давлениях и темп-рах образует модификации с большей плотностью и теплопроводностью. Прозрачен для ИК-излучения с длиной волны св. 2 мкм. Г.— типичный полупроводник с шириной запрещённой зоны 0,66 эВ (при 300 К). Для Г. высокой чистоты (содержание примесей не менее 10^{-8}%) при 25 °C уд. сопротивление 0,60 Ом·м, подвижность электронов 3900, дырок — 1900 см^2/(В·с).

В хим. соединениях проявляет степени окисления +4 (основная) и +2; при комнатной темп-ре химически устойчив к действию кислорода и воды, при нагревании реагирует со многими простыми веществами, в частности с кислотами и щелочами.

Г. используется как полупроводниковый материал (в виде монокристаллов, аморфных плёнок) в электронике, полупроводниковых детекторах и приборах, измеряющих напряжённость пост. и перем. магн. полей, для изготовления плёночных сопротивлений, покрытий с высокой отражат. способностью, высокочувствит. термометров для измерения темп-р, близких к абс. нулю. Оксид Г. GeO_2 применяют при получении стёкол с высокими показателями преломления. Сплавы Г. с ниобием, ванадием, оловом обладают сравнительно высокими темп-рами перехода в сверхпроводящее состояние.

Лит.: Назаренко В. А., Аналитическая химия германия, М., 1973.
С. С. Бердоносов.

ГЕРПОЛО́ДИЯ — кривая, понятие о к-рой связано с геом. интерпретацией движения твёрдого тела вокруг неподвижной точки O в случае, когда сумма моментов всех сил относительно этой точки равна нулю (случай Эйлера). В этом случае вектор $\boldsymbol{K}_0$ гл. момента кол-в движения тела относительно центра O постоянен и полюс P (точка пересечения мгновенной оси вращения с поверхностью эллипсоида инерции, построенного в центре O) обладает тем свойством, что плоскость *1*, касающаяся эллипсоида в полюсе P, перпендикулярна к вектору $\boldsymbol{K}_0$ и сохраняет неизменное направление в пространстве (*в инерциальной системе отсчёта*). Тогда картину движения тела можно получить, если катить без скольжения эллипсоид инерции по плоскости *1* (рис. 1).

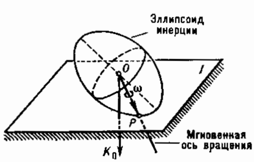


Рис. 1.

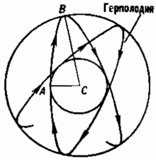


Рис. 2.

Кривая, к-рую при этом описывает полюс на плоскости *1*, и наз. Г. Она является одновременно направляющей для неподвижного аксоида. Г. заключена между двумя окружностями (рис. 2) и может быть замкнутой или разомкнутой в зависимости от того, соизмерим ли угол ACB с π или нет. Кривая, к-рую полюс P описывает на поверхности эллипсоида инерции, наз. полодией. Когда эллипсоид инерции является эллипсоидом вращения, полодия и Г. будут окружностями; движение тела представляет собой в этом случае регулярную *прецессию*.
С. М. Тарг.

ГЕРЦ (Гц, Hz) — единица частоты СИ и *СГС системы единиц*, равная частоте периодич. процесса, при к-рой за 1 с происходит один цикл процесса. Назв. в честь Г. Р. Герца (H. R. Hertz), впервые экспериментально доказавшего существование эл.-магн. волн. Широко применяются кратные единицы от Г.— килогерц (1 кГц=10^3 Гц), мегагерц (1 МГц=10^6 Гц) и др.

ГЕ́РЦА ВЕ́КТОР — потенциал эл.-магн. поля, т. е. вспомогат. ф-ция, через к-рую однозначно выражаются напряжённости электрич. ($\boldsymbol{E}$) и магн. ($\boldsymbol{H}$) полей. Впервые введён Г. Р. Герцем в 1888. Понятие Г. в. можно использовать лишь для однородных сред с изотропными проницаемостями ε, μ. Различают электрич. ($\boldsymbol{\Pi}^e$) и магн. ($\boldsymbol{\Pi}^m$) Г. в. Иногда их наз. также поляризац. потенциалами, ибо источником, напр., $\boldsymbol{\Pi}^e$ является сторонняя электрич. поляризация $\boldsymbol{P}^e$, связанная с плотностью внеш. зарядов ρ^e и токов $\boldsymbol{j}^e$ соотношениями

$$\rho^e = -\operatorname{div}\boldsymbol{P}^e,\quad \boldsymbol{j}^e = \partial\boldsymbol{P}^e/\partial t. \qquad (1)$$

Источниками $\boldsymbol{\Pi}^m$ являются соответствующие магн. аналоги. Оба описания взаимно двойственны (см. *Двойственности перестановочной принцип*): они переходят друг в друга при заменах $\boldsymbol{E}\to\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{H}\to-\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{\Pi}^e\to\boldsymbol{\Pi}^m$, $\boldsymbol{\Pi}^m\to-\boldsymbol{\Pi}^e$, $\boldsymbol{P}^e\to\boldsymbol{P}^m$, $\boldsymbol{P}^m\to-\boldsymbol{P}^e$, $\varepsilon\rightleftarrows\mu$. Смысл Г. в. состоит в сведе́нии решения системы *Максвелла уравнений* для двух векторных величин ($\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$) к решению неоднородного *волнового уравнения* для одного вектора ($\boldsymbol{\Pi}^e$ или $\boldsymbol{\Pi}^m$) с источником $\boldsymbol{P}^e$ или $\boldsymbol{P}^m$:

$$\Box\boldsymbol{\Pi}^e \equiv \left(\Delta - \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\boldsymbol{\Pi}^e = -\frac{4\pi}{\varepsilon}\boldsymbol{P}^e. \qquad (2)$$

Ур-ние (2) и соотношение (1) эквивалентны ур-ниям Максвелла, если поля связаны с Г. в. равенствами

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{\Pi}^e}{\partial t^2} - \nabla\operatorname{div}\boldsymbol{\Pi}^e,\quad \boldsymbol{H} = \frac{\varepsilon}{c}\operatorname{rot}\frac{\partial\boldsymbol{\Pi}^e}{\partial t}.$$

Использование Г. в. равносильно описанию поля с помощью векторного ($\boldsymbol{A}^e$) и скалярного (φ^e) потенциалов в лоренцевой калибровке (см. *Потенциалы электромагнитного поля*); при этом

$$\boldsymbol{A}^e = \frac{\varepsilon\mu}{c}\frac{\partial\boldsymbol{\Pi}^e}{\partial t},\quad \varphi^e = -\operatorname{div}\boldsymbol{\Pi}^e.$$

Однако *градиентная инвариантность* оставляет ещё нек-рый произвол: к $\mathbf{\Pi}^e$ можно добавить (без изменения $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$) градиент любой ф-ции ψ, удовлетворяющей ур-нию $\Box\psi=0$. Благодаря этому поля вне источников могут быть описаны лишь двумя компонентами Г. в. Часто в качестве таковых выбирают к.-л. декартову составляющую $\mathbf{\Pi}^e$ и $\mathbf{\Pi}^m$, получая тем самым разделение поля на поперечно-магн. (ТМ) и поперечно-электрич. (ТЕ) моды. Внутри области, содержащей источники, в общем случае необходимо привлекать три компоненты Г. в.

Лит.: Стрэттон Д. А., Теория электромагнетизма, [пер. с англ.], М.— Л., 1948; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957. *М. А. Миллер, Ю. А. Рыжов.*

ГЕ́РЦА ВИБРА́ТОР — металлич. *антенна*, имеющая форму штыря с утолщениями на концах и разрывом посредине для подключения источника (в режиме излучения) или нагрузки (в режиме приёма). Г. в. предложен Г. Р. Герцем в 1888, продемонстрировавшим с его помощью существование эл.-магн. волн, что послужило первым и наиб. веским доводом в пользу максвелловской теории электромагнетизма. Герц применял медные стержни с металлич. шарами или полосами на концах и искровым промежутком между ними, подключённые к индукц. машине. Наименьший из применявшихся Герцем вибраторов имел длину $l=26$ см при частоте излучения $\nu=5\cdot10^8$ Гц (длина волны $\lambda=60$ см). Г. в. явился родоначальником широкого семейства современных вибраторных антенн, многие из к-рых сохранили конструктивные особенности Г. в. Длина плеч вибраторов, конструктивно подобных Г. в. (за исключением утолщений на концах штырей), обычно составляет $l\leqslant\leqslant 0,5\ \lambda$. При $l\ll\lambda$ характеристики вибратора совпадают с характеристиками элементарного электрич. диполя, в частности его *сопротивление излучения* пропорционально $(l/\lambda)^2$. Это приводит к трудностям согласования с питающим трактом (фидером), генератором или нагрузкой, что в конечном счёте и является причиной малой эффективности таких антенн, широко применяемых в ДВ-диапазонах, где приходится мириться с неравенством $l\ll\lambda$ во избежание сооружения слишком громоздких антенных устройств. В КВ-диапазонах эти ограничения отсутствуют, тогда оказываются предпочтительными резонансные (как правило, полуволновые, $l\sim0,5\ \lambda$) вибраторы, сопротивление излучения к-рых близко к значению волновых сопротивлений стандартных фидеров.

Лит. см. при ст. *Антенна.* *М. А. Миллер, В. И. Турчин.*

ГЕ́РЦА ПРИ́НЦИП (принцип наименьшей кривизны) — один из *вариационных принципов механики*, согласно к-рому при отсутствии активных сил из всех кинематически возможных, т. е. допускаемых наложенными связями траекторий, действительной будет траектория, имеющая наим. кривизну, или «прямейшая». По этой причине Г. п., наз. принципом прямейшего пути, можно рассматривать как обобщение галилеева *инерции закона*. При применении Г. п. к механич. системе, состоящей из n материальных точек, под траекторией системы понимают кривую в $3n$-мерном пространстве, элемент дуги к-рой определяется равенством

$$ds^2=\frac{1}{M}\sum m_i\, ds_i^2,$$

где M — масса всей системы, m_i и ds_i — массы и элементы траекторий отд. точек. Г. п. тесно связан с принципом наим. принуждения Гаусса (см. *Гаусса принцип*) и при идеальных связях имеет такое же матем. выражение ($\delta Z=0$, где Z — принуждение), т. к. кривизна $3n$-мерной траектории системы пропорциональна корню квадратному из принуждения. Г. п. применён Г. Р. Герцем для построения его механики, в к-рой действие активных сил заменяется введением соответствующих связей. *С. М. Тарг.*

ГЕ́РЦШПРУНГА — РЕ́ССЕЛЛА ДИАГРА́ММА — графич. изображение зависимости абс. *звёздная величина* — *спектральный класс* звёзд. Вместо спектрального класса в качестве координаты на графике могут использоваться показатель цвета или *эффективная температура* звезды, а вместо абс. звёздной величины — *светимость* звезды. Спектральный класс и показатель цвета определяются в основном темп-рой звезды. Следовательно, положение звезды на Г.—Р. д. характеризует соотношение между её важнейшими наблюдаемыми параметрами — темп-рой и

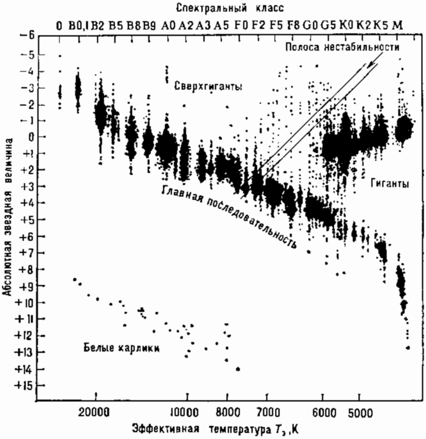


Рис. 1. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла стационарных звёзд, расстояния до которых известны.

светимостью. Это соотношение зависит от хим. состава, массы и возраста звёзд, поэтому исследование Г.—Р. д. является важнейшим источником сведений об *эволюции звёзд*.

Назв. Г.— Р. д. связано с именами Э. Герцшпрунга (E. Hertzsprung), к-рый в 1905—07 построил первую диаграмму видимая звёздная величина — показатель цвета для звёзд в скоплениях Плеяды и Гиады, и Г. Ресселла (H. Russell), к-рый в 1914 опубликовал первую диаграмму спектральный класс — абс. звёздная величина.

На рис. 1 и 2 приведены Г.— Р. д. для звёзд с известными расстояниями до них и спектральными классами. Абс. большинство звёзд находится в пределах полосы, пересекающей диаграмму по диагонали. Эту полосу наз. главной последовательностью (ГП) или последовательностью нормальных карликов. Вторая по населённости область — *красных гигантов и сверхгигантов*, светимости и радиусы к-рых на неск. порядков превосходят светимости и радиусы звёзд ГП тех же спектральных классов. В верх. части диаграммы с ГП смыкается область немногочисл. сверхгигантов, к-рая пересекает всю Г.— Р. д. Между ГП и ниж. частью области гигантов расположены субгиганты, а примерно на 10 звёздных величин ниже ГП — *белые карлики*. Примечательно существование т. н. провала Герцшпрунга — области между ГП и гигантами, в которой кол-во звёзд на неск. порядков ниже, чем в соседних областях.

Эволюция звёзд описывается на Г.— Р. д. кривыми — эволюц. треками (рис. 3), зависящими в основном от массы и исходного хим. состава звезды. Населённость отд. областей Г.— Р. д. определяется временем, к-рое звёзды, перемещаясь по Г.— Р. д. в ходе своей эволюции, проводят в данной области, и светимостями, к-рые они при этом имеют. На ГП находятся звёзды на ста-

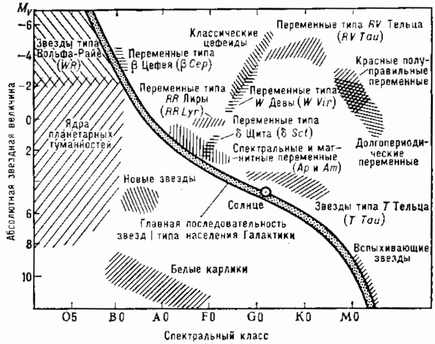


Рис. 2. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла нестационарных звёзд различных типов.

ции горения водорода в ядре, к-рая занимает ок. 90% всего времени жизни звезды, а красные гиганты и сверхгиганты — это в основном звёзды на стадиях горения в их ядре гелия и последующих ядерных реакций. Продолжительность этих стадий составляет ок. 10% времени жизни звезды. При построении Г.— Р. д. могут сказываться т. н. эффекты селекции. Напр., если Г.—Р. д. строится для звёзд, отобранных до определ. звёздной величины, то массивные яркие сверхгиганты, видимые на больших расстояниях, представлены полнее,

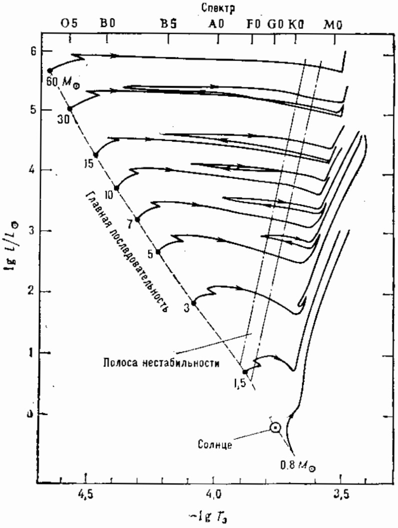


Рис. 3. Эволюционные треки звёзд на стадиях, предшествующих термоядерному горению гелия (в звёздах с массой $M \leqslant 1{,}5M_\odot$) или углерода (при $M > 1{,}5M_\odot$) в ядрах звёзд; штриховая линия — главная последовательность звёзд.

чем значительно более многочисленные, но очень слабые белые карлики.

Большинство пульсирующих звёзд — *цефеиды*, звёзды типов RR Лиры, δ Щита, RV Тельца, W Девы, переменность к-рых обусловлена одним и тем же механизмом (см. *Пульсации звёзд*), на Г.— Р. д. расположены в очень узкой «полосе нестабильности» (рис. 1).

Важную роль играют Г.— Р. д. звёздных скоплений, звёзды к-рых сформировались из вещества практически одного и того же хим. состава и имеют одинаковый возраст. При построении этих диаграмм нет необходимости знать абс. звёздные величины, можно использовать визуальные звёздные величины, т. к. все звёзды скопления находятся на практически одинаковом расстоянии от Солнца. Более того, совмещая ГП звёзд скопления со стандартной ГП, можно осуществить абс. калибровку Г.— Р. д. звёзд скопления. На рис. 4 показана схематич. комбинир. Г.— Р. д. нескольких типичных рассеянных звёздных скоплений и одного шарового скопления. Во всех скоплениях есть звёзды ГП, однако начинается она при разных абс. звёздных величинах. Положение точки поворота ГП и светимость ярчайших звёзд ГП характеризуют возраст скопления. Яркие

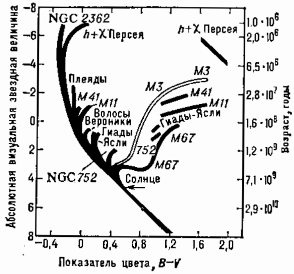


Рис. 4. Диаграмма показатель цвета — абсолютная звёздная величина звёзд нескольких рассеянных звёздных скоплений и одного шарового скопления (М3). Точка, где звёзды скопления сворачивают с главной последовательности, указывает возраст звёзд скопления.

массивные звёзды, находящиеся в верх. части ГП, исчерпывают свои термоядерные источники энергии быстрее звёзд малых масс и поэтому раньше покидают ГП. Отсутствие их на ГП показывает, что они либо ушли в область красных гигантов, либо закончили эволюцию, превратившись в нейтронные звёзды или белые карлики. Следовательно, чем ниже расположена точка поворота, тем больше возраст скопления. Сравнение Г.— Р. д. скоплений показывает, в каком направлении изменяются темп-ры и светимости звёзд со временем, и позволяет использовать Г.— Р. д. скоплений для проверки теории эволюции звёзд.

Шаровые скопления, звёзды к-рых отличаются от звёзд рассеянных скоплений в первую очередь бóльшим возрастом и хим. составом, имеют и несколько иные Г.— Р. д. Из-за меньшего обилия металлов в звёздах ГП шаровых скоплений лежат ниже ГП рассеянных скоплений. В шаровых скоплениях звёзды-гиганты более ярки, хорошо представлены субгиганты и можно выделить звёзды горизонтальной ветви между ГП и гигантами (горизонтальную ветвь образуют звёзды малых масс с малым обилием металлов на стадии истощения гелия в ядре звезды). На пересечении горизонтальной ветви с полосой нестабильности расположены пульсирующие звёзды типа RR Лиры. Г.— Р. д. звёзд шаровых скоплений показывают, что это старейшие объекты Галактики, т. к. с их ГП сейчас уходят звёзды, возраст к-рых более 10^{10} лет.

Результаты расчётов эволюции звёзд позволяют воспроизвести все детали Г.— Р. д. скоплений в зависимости от хим. состава и возраста и объяснить эволюц. статус большинства образующих их звёзд.

Лит.: Происхождение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1962; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979. *Л. Р. Юнгельсон.*

ГЕТЕРОГЕ́ННАЯ СИСТЕ́МА (от греч. heterogenḗs — разнородный) — термодинамич. система, состоящая из разл. по физ. и хим. свойствам частей (*фаз*), к-рые отделены друг от друга резкими поверхностями раздела. Каждая из фаз, составляющих Г. с., гомогенна и достаточно велика, чтобы к ней были применимы термодинамич. понятия. Г. с. всегда многофазна и может быть многокомпонентной, если это согласуется с *Гиббса правилом фаз.* Термодинамика многофазных многокомпонентных Г. с. разработана Дж. Гиббсом (J. Gibbs) в 1875—78. Примеры Г. с.: насыщенный пар в равновесии с жидкостью, равновесные бинарные системы, растворы при неполной растворимости, мн. сплавы и т. д.

Понятие Г. с. применимо также к коллоидным растворам с достаточно большими коллоидными частицами, доменам в ферромагнетиках, смешанному состоянию в сверхпроводниках, но при этом необходимо учитывать поверхностную энергию переходного слоя, к-рой соответствует поверхностное натяжение. *Д. Н. Зубарев.*

ГЕТЕРОДИНИ́РОВАНИЕ СВЕ́ТА — см. *Детектирование света.*

ГЕТЕРОЛА́ЗЕР — *полупроводниковый лазер* на основе гетероструктур. Наиб. распространены инжекционные Г., в к-рых активной средой является узкозонный слой *гетероструктуры.* Это полупроводник (гл. обр. $A^{III}B^{V}$) с высоким квантовым выходом излучат. рекомбинации. Спектральный диапазон излучения Г. определяется $\mathscr{E}_g$ узкозонного полупроводника.

В *инжекционных лазерах* с p—n-переходом в прозрачном полупроводнике световое поле генерации проникает далеко за пределы активного слоя в области с высоким для него коэф. поглощения. Толщина активного слоя меньше области рекомбинации неравновесных инжектир. носителей заряда (рис. 1, *а*). Это определяет большие потери энергии, высокую пороговую плотность тока и низкий кпд при темп-рах $T \geqslant 300$К. В Г. вследствие оптического и электронного ограничений можно управлять областью локализации светового поля и неравновесной электронно-дырочной плазмы. В Г. с односторонней гетероструктурой (ОГС-лазер, рис. 1, *б*) на расстоянии d от инжектирующего p—n-перехода создаётся потенц. барьер за счёт *гетероперехода* с более широкозонным полупроводником. Если скорость рекомбинации на гетерогранице мала (что обычно имеет место при совпадении параметров кристаллич. решёток полупроводников), то носители отражаются от барьера и увеличивают при том же токе ср. концентрацию неосновных носителей в области усиления. Тем самым инверсная населённость в активном слое, возникающая при определ. концентрации инжектир. носителей, достигается при меньшем значении плотности тока. Скачок показателя преломления на границе одновременно приводит к уменьшению проникновения светового поля в поглощающую p-область. Уменьшение рекомбинац. и оптич. потерь снижает ток, необходимый для возбуждения генерации.

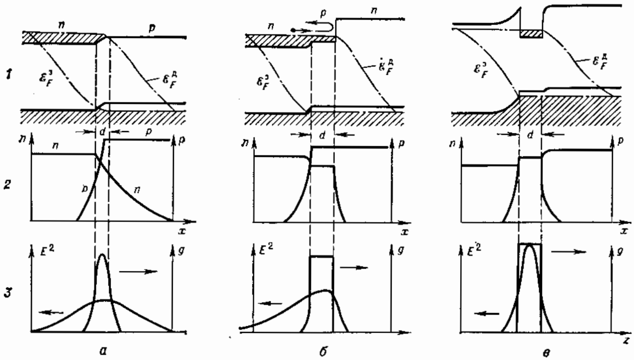


Рис. 1. Зонные диаграммы полупроводниковой структуры (*1*), концентрация электронов n и дырок p (*2*), амплитуда светового поля $\mathscr{E}^2$ и коэф. усиления g (*3*): *а* — в лазере с p — n-переходом; *б* — в гетеролазере с 1 гетеропереходом (с односторонним ограничением); *в* — в гетеролазере с двойной гетероструктурой (с двусторонним ограничением).

Наилучшими параметрами обладает Г. на основе трёхслойной (двойной) гетероструктуры (ДГС) с активным слоем из узкозонного полупроводника, заключённым между 2 широкозонными (ДГС-лазеры, рис. 1, *в*). Двустороннее оптическое и электронное ограничение приводит к совпадению области инверсной населённости и светового поля, что позволяет получить генерацию при малом токе накачки. Использование для инжекции носителей гетероперехода позволяет осуществить сверхинжекцию для достижения достаточно большой инверсии населённости в активном слое.

Неравновесные носители можно локализовать в значительно меньшей области, чем световое поле. Так, в ДГС-лазерах толщину d узкозонного активного слоя удаётся довести до размеров длины *волны де Бройля* электрона с кинетич. энергией, близкой к высоте потенц. барьера на границах ($d \sim 6$—8 нм). Ширина активного слоя такого Г. порядка длины волны генерируемого излучения и контролируется независимо изменением показателя преломления n среды. Т. о., Г. можно рассматривать как планарный оптич. волновод со встроенным в него активным усиливающим слоем. Волновод образован за счёт изменения n в плоскости, перпендикулярной гетеропереходу, а локализация электронно-дырочной плазмы в слое заданной толщины обеспечена потенц. барьерами на границе этого слоя с более широкозонным полупроводником.

Зеркалами Г. обычно служат грани кристалла (рис.2). Однако в Г. используются также внеш. *оптические резонаторы* или положит. обратная связь, основанная на распределённом отражении света на периодич. оптич.

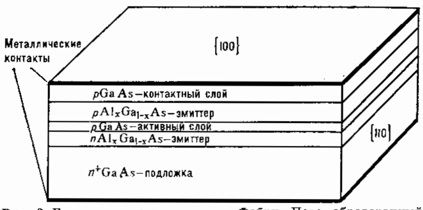


Рис. 2. Гетеролазер с резонатором Фабри—Перо, образованный сколотыми гранями полупроводникового кристалла: {110} — плоскости естественного скола, перпендикулярные активному слою, ориентированному в плоскости (100).

неоднородностях. Для этого на поверхность волноводного слоя Г. наносится дифракц. решётка с периодом Λ (рис. 3), кратным целому числу полуволн излучения в среде: $\Lambda = m\lambda_0/2N$. Здесь λ — длина волны лазерного излучения в вакууме, N — эффективный показатель преломления волноводной моды, m — порядок брэгговского отражения. Различают Г. с распределённой обратной связью (РОС), когда световая волна взаимодействует с решёткой в области усиления, и с распределённым брэгговским отражением (РБО), когда решётка

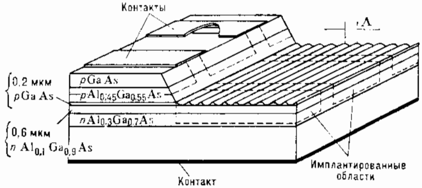


Рис. 3. Схема двух полосковых гетеролазеров с распределённым брэгговским отражением. Локализация протекания тока в узких полосках достигается за счёт высокого электрического сопротивления областей, подвергнутых ионной имплантации; световое поле локализовано в составном волноводе, образованном слоями $n = Al_{0,1}Ga_{0,9}As$, $p = GaAs$, а неравновесные носители локализованы в слое $P = GaAs$, Λ — шаг дифракционной решётки.

нанесена на пассивную часть волноводной структуры Г. РОС- и РБО-Г. характеризуются узкополосностью ($\Delta\lambda_0 \sim 0{,}1$ нм) и высокой температурной стабильностью $\lambda_0 (d\lambda_0/dT \approx 0{,}05$ нм/К). Дифракц. решётка используется в РОС-Г. также для вывода излучения, что улучшает направленность излучения и повышает его мощность. РБО-Г. могут быть сформированы в едином технол. процессе с др. элементами *интегральной оптики*, базирующимися на полупроводниковых волноводных гетероструктурах.

Г. осуществлён впервые в СССР (1968), а затем в США (1969) на гетероструктуре GaAs—AlAs. Г. перекрыли диапазон λ_0 от жёлто-зелёной области до неск. десятков мкм (1980). *Твёрдые растворы* $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$, изопериодические с подложкой GaP_xAs_{1-x}, позволили создать самые коротковолновые инжекционные Г. (при $T \sim 300$К). Эти же твёрдые растворы, изопериодические с подложкой InP, позволяют получать низкопороговые инжекционные Г. для $\lambda_0 \sim 1$—1,6 мкм (наиб. перспективного для волоконно-оптич. линий связи). Твёрдые растворы $In_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$, изопериодические с подложкой GaSb и AlSb, перспективны для $\lambda = 2$—4 нм. Дальняя ИК-область ($\lambda_0 > 5$мкм) осваивается с помощью твёрдых растворов $PbS_xSe_{1-x}Pb_xS_{1-x}Te$.

Лит.: Богданкевич О. В., Дарзнек С. А., Елисеев П. Г., Полупроводниковые лазеры, М., 1976; Кейси Х., Паниш М., Лазеры на гетероструктурах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981; Елисеев П. Г., Введение в физику инжекционных лазеров, М., 1983.

Ж. И. Алфёров, Е. Л. Портной.

ГЕТЕРОПЕРЕХОД — контакт двух различных по хим. составу полупроводников. Г. может быть образован между двумя монокристаллич. или аморфными полупроводниками, между монокристаллич. и аморфным полупроводниками, однако наиб. практич. значение имеют Г., образованные монокристаллами. На границе Г. происходит изменение свойств полупроводникового материала: структуры энергетич. зон, ширины запрещённой зоны $\mathcal{E}_g$, *эффективных масс* носителей заряда, их подвижности и т. д. Г. наз. изотипным, если он образован полупроводниками с одинаковым типом проводимости, и анизотипным, если проводимость разного типа. Одними из первых были получены и исследовались Г. Ge—GaAs.

Для получения идеальных монокристаллич. Г. (без *дефектов* решётки и поверхностных состояний на границе раздела) необходимо, чтобы у полупроводников совпадали типы кристаллических решёток, их периоды (изопериодичность) и коэф. термич. расширения. Практически важны Г., близкие к идеальным. Для их получения периоды решёток a должны совпадать с точностью $\sim 0{,}1\%$. Пример идеального Г.: GaAs — твёрдый раствор $Al_xGa_{1-x}As$. В зависимости от способа получения Г. толщина l переходной области между двумя однородными полупроводниками может варьироваться в широких пределах, в наиб. резких Г. $l \sim 20$ Å (4—5 атомных слоёв).

Зонная диаграмма описывает большинство электрич., оптич. и др. свойств Г. Для её построения необходимо знать ширины запрещённых зон $\mathcal{E}_g$, работы выхода Φ, *электронное сродство* χ и *диэлектрическую проницаемость* ε для обоих полупроводников. Рассмотрим, напр., зонную диаграмму идеального резкого анизотипного n—P-Г. (заглавная буква здесь и дальше обозначает более широкозонный полупроводник, имеется в виду ширина запрещённой зоны). При приведении полупроводников (рис. 1, *а*) в контакт в системе устанавливается термодинамич. равновесие (рис. 1, *б*), к-рое характеризуется единым *ферми-уровнем* $\mathcal{E}_F$ для обоих полупроводников и наличием контактной разности потенциалов $U = 1/e\,|(\Phi_1 - \Phi_2)|$ (e — элементарный заряд) и электрич. поля E в приконтактной области.

В идеально резком Г. контактный потенциал $V(z)$ и энергия электрона вблизи поверхности образца $e\Psi(z)$— непрерывные ф-ции координаты z, нормальной к границе Г., причём $V(z) = \Psi(z)$. Поэтому непрерывна и нормальная составляющая вектора электрич. индукции $D_1 = \varepsilon_1 E_1 = D_2 \varepsilon_2 E_2$, где E_1 и E_2 — нормальные составляющие электрич. поля в полупроводниках вблизи границы раздела. Отсюда следует, что на границе резкого Г. при $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ нормальная составляющая электрич. поля $E(z)$ имеет разрыв, а т. к. $E(z) = -dV(z)/dz$, то $V(z)$ и $\Psi(z)$ имеют излом. Предполагается, что величины χ и $\mathcal{E}_g$ обоих полупроводников постоянны вплоть до границы раздела. Т. к. $\Psi(z)$ непрерывна, то

Рис. 1. Построение зонной диаграммы идеального резкого n—P-гетероперехода: *а* — зонные диаграммы двух изолированных проводников, $\mathcal{E}_c$ — дно зоны проводимости, $\mathcal{E}_v$ — потолок валентной зоны, $\mathcal{E}_F$ — уровень Ферми (энергии отсчитываются от энергии $e\Psi(z)$ в вакууме вблизи поверхности полупроводника); *б* — зонная диаграмма n—P-гетероперехода.

при $\chi_1 \neq \chi_2$ и $\mathcal{E}_{g_1} \neq \mathcal{E}_{g_2}$ на границе Г. имеют место разрывы: $\Delta\mathcal{E}_c = |\chi_1 - \chi_2|$, $\Delta\mathcal{E}_v = |(\chi_2 + \mathcal{E}_{g_2}) - (\chi_1 + \mathcal{E}_{g_1})| = |\mathcal{E}_{g_2} - \mathcal{E}_{g_1} - \Delta\mathcal{E}_c|$. Ф-ция $V(z)$ находится из решения *Пуассона уравнения*. В случае невырожденного n—P-Г. из этих решений следует, что V_1 и V_2, приходящиеся на полупроводники n- и P-типов, связаны соотношением

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{N_{A_2}\varepsilon_2}{N_{Д_1}\varepsilon_1}, \tag{1}$$

где $N_{Д_1}$ и N_{A_2} — концентрации доноров и акцепторов в полупроводниках 1 и 2. Из (1) следует, что при небольшом различии ε_1 и ε_2 изменение потенциала $V(z)$ происходит гл. обр. в слаболегир. полупроводнике. Для невырожденного n—N-Г. (рис. 2) величины V_1 и V_2 связаны неравенством:

$$V_1 < \left[\frac{2kT}{e}\cdot\frac{N_{Д_2}\varepsilon_2}{N_{Д_1}\varepsilon_1}V_2\right], \tag{2}$$

откуда видно, что даже при $N_{Д2} > N_{Д1}$ $V_1 \ll V_2$, т. е. изменение $V(z)$ происходит в широкозонном полупроводнике.

Разрывы зон $\Delta\mathscr{E}_c$, $\Delta\mathscr{E}_v$ — наиб. характерная особенность зонных диаграмм идеальных резких Г. Однако реальный Г. не является абсолютно резким, т. е. существует переходная область, в пределах к-рой происходит изменение хим. состава вещества. В пределах этой области $\mathscr{E}_g$ и χ непрерывно изменяются от $\mathscr{E}_{g_1}$, χ_1 до $\mathscr{E}_{g_2}$, χ_2 и разрывы в зонах отсутствуют. Заметное

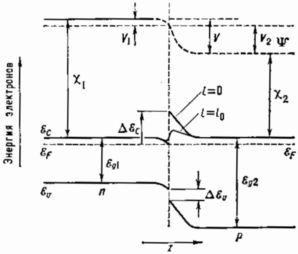


Рис. 2. Зонная диаграмма идеального резкого n — N-гетероперехода.

«размывание» пичков, характерных для зонной диаграммы резкого Г., происходит, когда толщина переходной области $l = l_0 = \left(\frac{\Delta\chi\varepsilon}{e^2 N_П}\right)^{1/2}$, где $N_П$ — концентрация легирующей примеси в переходной области. При $l \gg l_0$ Г. наз. плавным (рис. 3).

В плавном изотипном Г. при $l \gg l_D$ (l_D — дебаевская длина экранирования) в области Г. практически не образуется объёмного заряда (рис. 3, *а*), переходная область представляет собой кристалл с переменной $\mathscr{E}_g$ (*варизонный полупроводник*). На рис. 3, *б* показана зонная диаграмма плавного анизотипного Г.

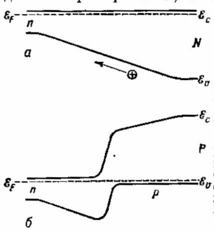


Рис. 3. Зонные диаграммы плавных гетеропереходов: *а* — изотипного; *б* — анизотипного; стрелкой показана сила, действующая в варизонном полупроводнике на неосновные носители заряда.

Свойства Г. и их зонные диаграммы сильно зависят от «резкости» и положения перехода «по легированию» относительно перехода по хим. составу (на рис. 1, *б* и 2 оба перехода резкие и их положения совпадают в пространстве).

Механизмы протекания тока. В резком Г. благодаря разрывам $\Delta\mathscr{E}_c$ и $\Delta\mathscr{E}_v$ высоты потенц. барьеров для электронов и дырок разные. При т. н. прямом смещении (см. p—n-переход) на резком анизотипном Г. потоки носителей из узкозонного полупроводника в широкозонный и обратно различны и токи инжектир. электронов и дырок отличаются на множитель, пропорц. $\exp[(\Delta\mathscr{E}_c + \Delta\mathscr{E}_v)/kT]$. Поэтому в Г. обычно происходит односторонняя инжекция носителей из широкозонного полупроводника (*эмиттера*) в узкозонный (рис. 4, *а*).

При нек-ром значении напряжения плотность инжектированных в узкозонный полупроводник носителей превысит плотность равновесных носителей в широкозонном эмиттере (*сверхинжекция*). При этом максимально достижимая концентрация инжектир. носителей:

$$P_n = N_A \exp\frac{\Delta\mathscr{E}_v}{kT} \leqslant N_A \frac{L}{l_D} \text{ для } n-P\text{-Г. и}$$

$$n_P = N_Д \exp\frac{\Delta\mathscr{E}_c}{kT} \leqslant N_Д \frac{L}{l_D} \text{ для } p-N\text{-Г.},$$

где N_A, $N_Д$ — концентрации акцепторов и доноров в широкозонном эмиттере, L — длина диффузии носителей. Впервые сверхинжекция наблюдалась в Г. pGaAs — NAl$_x$Ga$_{1-x}$As.

При прямом смещении на резком анизотропном Г. инжектир. носители (дырки в случае n—P-Г.) должны

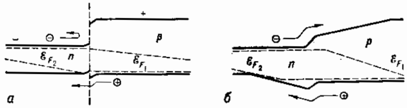


Рис. 4. Инжекция носителей в гетеропереходе при прямом смещении: *а* — односторонняя инжекция дырок в резком $n-P$-гетеропереходе; *б* — в плавном $n-P$-гетеропереходе в присутствии внутренних «тянущих» полей; $\mathscr{E}_{F_1}$, $\mathscr{E}_{F_2}$ — *квазиуровни Ферми* электронов и дырок.

преодолеть потенц. барьеры (пички), возникающие из-за разрывов зон. Механизмы протекания тока через эти барьеры, дополнительные по сравнению с p—n-переходом (туннельный и термоинжекционный) зависят от величины смещения на Г., температуры, а также от степени легирования полупроводников.

В плавном Г. на неосновные носители заряда действует внутр. электрич. поле E_i, возникающее из-за изменения $\mathscr{E}_g$: $E_i \sim \frac{1}{e}\,\mathrm{grad}\,\mathscr{E}_g$ (рис. 3, *а*). При прямом смещении (рис. 4, *б*) в этом случае также происходит односторонняя инжекция дырок в более узкозонную часть, причём за счёт «тянущих» внутр. полей эффективная диффузионная длина инжектир. дырок будет больше, чем в однородном кристалле с постоянной $\mathscr{E}_g$ (в варизонном полупроводнике при диффузии против поля E_i диффузионная длина L уменьшается).

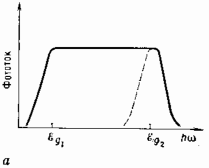
Излучательная рекомбинация. В Г. на основе прямозонных полупроводников излучат. рекомбинация наблюдается при оптич. возбуждении носителей, а также при инжекции неравновесных носителей при прямом смещении на N—p- или p—N-Г. При оптич. возбуждении, если энергия фотонов $\hbar\omega$ удовлетворяет условию

$$\mathscr{E}_{g_1} < \hbar\omega < \mathscr{E}_{g_2}, \tag{3}$$

где $\mathscr{E}_{g_1}$ — ширина запрещённой зоны узкозонного, $\mathscr{E}_{g_2}$ — широкозонного полупроводников, то спектр излучения Г. совпадает со спектром *фотолюминесценции* узкозонного полупроводника. При $\hbar\omega > \mathscr{E}_{g_2}$ спектр состоит из полос люминесценции широкозонной и узкозонной частей. При протекании прямого тока через анизотипный Г. спектр *электролюминесценции* зависит от сдвига между переходами по легированию и по хим. составу. При их совпадении в пространстве имеет место односторонняя инжекция неравновесных носителей заряда в узкозонный полупроводник и в спектре доминирует его полоса излучения: $\hbar\omega \approx \mathscr{E}_{g_1}$. При смещении перехода по легированию на $z_0 \geqslant L$ в узкозонную часть наблюдается полоса излучения в области $\hbar\omega \approx \mathscr{E}_{g_1}$. При смещении в широкозонную часть на расстояние $z_0 \geqslant L$ наблюдаются 2 полосы: $\hbar\omega_1 \approx \mathscr{E}_{g_1}$ и $\hbar\omega_2 \approx \mathscr{E}_{g_2}$.

Фотоэффект в Г., как и в p — n-переходе, возникает за счёт пространственного разделения в поле объёмного заряда Г. возбуждённых светом носителей. При освещении поверхности p—N-Г. или n—P-Г. со стороны широкозонного полупроводника в узкозонном полупроводнике поглощаются фотоны с энергией, удовлетворяющей (3) (рис. 5, *а*). Широкозонный полупроводник служит в этом случае «окном», прозрачным для света, поглощаемого в узкозонном слое, и защищает область генерации неравновесных электронно-дырочных пар от рекомбинац. потерь на поверхности кристалла.

Область спектральной чувствительности фотоэффекта определяется формой потенц. барьеров на границе. В резких Г. барьеры, возникающие из-за разрывов зон, препятствуют разделению носителей, возбуждаемых светом при его поглощении в узкозонном полупроводнике (рис. 5, *б*). В плавных Г. разрывы зон и пички на границах отсутствуют, благодаря чему достигается постоянная спектральная чувствительность в диапазоне $\hbar\omega$: $\mathcal{E}_{g_1} < \hbar\omega < \mathcal{E}_{g_2}$.



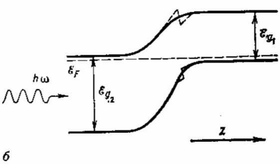


Рис. 5. Фотоэффект в плавном гетеропереходе: *а* — зависимость фототока от энергии фотонов (пунктир — длинноволновая граница спектральной чувствительности в случае резкого гетероперехода); *б* — зонная диаграмма (пунктир — форма барьеров в резком гетеропереходе).

Заключение. Особенности зонных диаграмм Г. и связанные с ними односторонняя инжекция, сверхинжекция, инжекция в тянущих полях делают Г. мощным средством управления потоками носителей в полупроводниках. Благодаря этому электрич. характеристики *транзисторов*, *тиристоров* и др. *полупроводниковых приборов* на основе Г. лучше, чем у аналогичных приборов на основе $p-n$-переходов. Особенности излучат. рекомбинации и вентильного фотоэффекта послужили основой для создания оптоэлектронных приборов (*гетеролазеров*, светодиодов, фотодетекторов и др.; см. *Гетероструктура*).

Лит.: Милнс А., Фойхт Д., Гетеропереходы и металл — полупроводник, пер. с англ., М., 1975; Шарма Б. Л., Пурохит Р. К., Полупроводниковые гетеропереходы, пер. с англ., М., 1979.
Ж. И. Алферов, С. А. Гуревич.

ГЕТЕРОСТРУКТУ́РА — полупроводниковая структура с неск. *гетеропереходами* (ГП). Возможность изменять на границах ГП ширину запрещённой зоны $\mathcal{E}_g$ и *диэлектрическую проницаемость* ε позволяет в Г. эффективно управлять движением носителей заряда, их рекомбинацией, а также световыми потоками внутри Г.

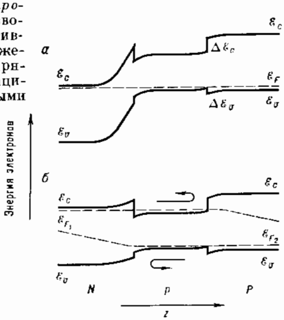


Рис. 1. Зонные диаграммы гетероструктуры типа $N-p-P$: *а* — в равновесии; *б* — при прямом смещении; $\mathcal{E}_F$ — уровень Ферми, $\mathcal{E}_{F_1}$, $\mathcal{E}_{F_2}$ — квазиуровни Ферми.

Электронное ограничение. На рис. 1, *а* показана зонная диаграмма Г. типа $N-p-P$ (двойная Г., ДГ). Предполагается, что толщина d узкозонного p-слоя меньше диффузионной длины (L) неравновесных носителей. При прямом смещении (рис. 1, *б*) барьер в зоне проводимости на изотипном $p-P$-ГП ограничивает сквозной диффузионный ток электронов, инжектированных в p-слой, а барьер в валентной зоне на $N-p$-ГП — сквозной ток дырок (ограничение сквозного тока имеет место и в Г. типа $N-n-P$). В большинстве случаев, когда разрывы в зонах $\Delta\mathcal{E}_c$ и $\Delta\mathcal{E}_v \gg kT$ (T — темп-ра кристалла), сквозным диффузионным током в ДГ можно пренебречь и в p-слое имеет место полное ограничение инжектир. носителей, т. е. локализация неравновесных носителей зарядов в узкозонной части Г., ограниченной более широкозонными полупроводниками. В этом случае плотность j тока прямого смещения определяется только рекомбинацией носителей заряда в узкозонном (активном) слое:

$$j = e\Delta m d/\tau, \qquad (1)$$

где Δm — концентрация неравновесных носителей, инжектированных в активный слой, τ — их время жизни, e — элементарный заряд. При толстом p-слое ($d \gtrsim L$) $j \approx e\Delta m L/\tau$. Отсюда следует, что при одинаковой плотности тока в ДГ за счёт электронного ограничения концентрации неравновесных носителей Δm в тонком p-слое ($d \ll L$) в L/d раз больше, чем в толстом.

Оптическое ограничение (в о л н о в о д н ы й э ф ф е к т). Т. к. узкозонный слой имеет обычно больший показатель преломления $n_1 > n_2$ (рис. 2), то в нём имеет место волноводное распространение света, обусловленное *полным внутренним отражением* света на границах. Оно отчётливо проявляется, когда $d \gtrsim \lambda$ (λ — длина волны света). Волноводный эффект может наблюдаться как при освещении Г. извне, так и для света излучат. рекомбинации внутри узкозонного слоя. Последний случай наиб. важен в большинстве практич. применений (см. ниже).

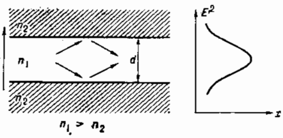


Рис. 2. Волноводный эффект в двойной гетероструктуре: n_1 — показатель преломления узкозонного слоя, n_2 — широкозонных слоёв; $E^2(z)$ — зависимость интенсивности световой волны от координаты z.

Структура эл.-магн. полей, соответствующих локализованным волнам (собственным модам оптич. волновода, см. *Световод*), может быть найдена из решений ур-ний Максвелла, если в полупроводниковых слоях Г. известна ф-ция $n(z)$. Волноводные свойства Г. могут изменяться под влиянием внеш. воздействий, напр. при возбуждении в узкозонном слое неравновесных носителей, т. к. в зависимости от их концентрации изменяется диэлектрическая проницаемость узкозонного слоя.

Практическое применение. Наиб. важное применение Г.— т. н. оптоэлектронные приборы (гетеролазеры, гетеросветодиоды). В Г., активная область к-рых представляет собой прямозонный полупроводник типа $A^{III}B^{V}$ с $\mathcal{E}_g \sim 1$ эВ, внутр. квантовый выход излучат. рекомбинации (отношение числа носителей, рекомбинирующих с излучением фотона, к общему числу инжектированных в узкозонный слой носителей) $\eta_i \sim 100\%$ в широком диапазоне степени легирования и темп-ры (включая 300К). Т. о., при рекомбинации неравновесных носителей в активной области Г. энергия внеш. источника практически полностью может быть преобразована в световую энергию (см. *Гетеролазер*).

В г е т е р о с в е т о д и о д а х (источниках спонтанного излучения) излучающая область также прямозонный полупроводник $A^{III}B^{V}$. Вывод излучения обычно осуществляется перпендикулярно плоскости Г. через верхний широкозонный слой (эмиттер, п л о с к о с т.

ные диоды), максимальный внешний квантовый выход (отношение числа вышедших фотонов к числу рождённых) $\eta_e \sim 40\%$. Плоскостные ИК-диоды используются в оптронах. ИК-диоды для волоконных линий связи (см. *Волоконная оптика*) обладают высокой энергетич. яркостью, которая достигается как за счёт локализации области протекания тока, так и за счёт сужения диаграммы направленности излучения вследствие волноводных эффектов, проявляющихся при выводе излучения через боковые грани кристалла, параллельно плоскости ГП (торцовые диоды). Быстродействие для диодов с сильнолегированными активными областями $\sim 10^{-8}$—10^{-9} с (см. также *Светоизлучающий диод*).

Г. применяются для создания *приёмников оптического излучения* — фотодиодов, лавинных фотодиодов, фототранзисторов и фототиристоров, преобразователей ИК-излучения в видимое. Наиб. быстродействие и чувствительность имеют Г. типа $n^+—n^\circ—P$ или $p^+—p^\circ—N$ (+ означает сильное легирование, $^\circ$ — слабое), освещаемые через широкозонную область. Такие приборы обладают быстродействием $\sim 10^{-10}$ — 10^{-11} с и η_i, близкой к 100%. Изменяя состав и, следовательно, $\mathcal{E}_g$ компонент, можно в широких пределах изменять диапазон спектральной чувствительности фотоприёмников. Использование Г. в лавинных фотодиодах позволяет управлять их осн. параметром — отношением коэф. ионизации электронов и дырок.

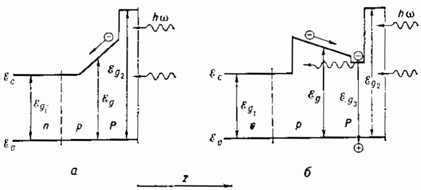


Рис. 3. Зонная структура солнечных гетерофотоэлементов: *а* — структура с промежуточным варизонным слоем; *б* — структура с промежуточным преобразованием КВ-света в люминесцентное излучение.

Ввод и вывод излучения в Г. без поглощения позволили создать эффективные эл.-люминесцентные фототиристоры (усилители света), а также преобразователи ИК-излучения в видимое, ДВ-граница чувствительности к-рых значительно сдвинута по сравнению с др. *электронно-оптическими преобразователями*.

На основе Г. типа $n—p—P$ созданы *солнечные батареи*. Область их спектральной чувствительности $\lambda \sim 0{,}4$—$0{,}9$ мкм, что соответствует максимуму спектрального распределения интенсивности солнечного света; кпд $\sim 25\%$, плотность снимаемой мощности ~ 40 Вт/см². Наиб. преимуществами по сравнению с др. преобразователями обладают солнечные гетерофотоэлементы при работе с концентрир. потоками солнечной энергии. Гомопереход $p—n$ создаётся в узкозонном полупроводнике (рис. 3); широкозонное «окно», через к-рое падает излучение, состоит из неск. слоёв полупроводников постоянного (с постоянным $\mathcal{E}_g$) и переменного (варизонный полупроводник) составов. Для собирания макс. кол-ва фотонов осуществляется преобразование частоты коротковолновой ($\hbar\omega \geqslant \mathcal{E}_{g_2}$) части спектра солнечного света. В 1-м случае (рис. 3, *а*) часть фотонов поглощается в варизонном полупроводнике и рождённые носители доставляются внутр. «тянущим» полем E_i к $p—n$-переходу, в цепи к-рого возникает электрич. ток. Во 2-м случае (рис. 3, *б*) поле E_i доставляет носители в тонкий слой ($\mathcal{E}_{g_3}$), где они рекомбинируют, а излучённые при этом фотоны поглощаются в области объёмного заряда $p—n$-перехода.

Г. с прямозонными широкозонными полупроводниками, обладающими малыми временами τ жизни неравновесных носителей и малыми их диффузионными длинами L, позволили создать быстродействующие диоды, транзисторы и тиристоры, работающие при комнатных темп-рах ($T \sim 300$К). В выпрямительных *полупроводниковых диодах* для увеличения пробивных напряжений требуется увеличение толщины слаболегир. области (базы), в к-рой находится пространственный заряд. Это приводит к возрастанию потерь при протекании тока в прямом направлении из-за роста падения напряжения на базе. В гетеродиодах с плавными гетеропереходами низкое падение напряжения на базе N^0 достигается благодаря увеличению L в «тянущем» поле. Увеличение эффективной величины L в базе осуществляется в Г. за счёт переноса носителей собств. рекомбинац. излучением.

В биполярных гетеротранзисторах с широкозонным эмиттером за счёт одностороннего характера инжекции эффективность эмиттерного гетероперехода ~ 1, независимо от легирования базовой и эмиттерной областей (см. *Транзистор*). В гетеротранзисторах базовая область может быть легирована сильнее эмиттерной, что, уменьшая сопротивление базы и ёмкость эмиттерного перехода, повышает быстродействие. Для предотвращения инжекции дырок в коллектор, затягивающей время рассасывания, в импульсных гетеротранзисторах наряду с широкозонным эмиттером используется и широкозонный коллектор. В полевых транзисторах на ДГ с узкозонным каналом за счёт электронного ограничения улучшаются шумовые характеристики, а широкозонный затвор улучшает управление каналом.

Т. к. тиристор может быть представлен в виде комбинации двух транзисторов с Г. типа $p—n—p$ и $n—p—n$, между к-рыми существует положит. обратная связь по току, то всё сказанное о гетеротранзисторах применимо и к гетеротиристорам. Высокий η_i позволяет управлять напряжением включения путём преобразования электрич. сигнала в оптический в самой Г. и последующего его преобразования в электрический на коллекторном переходе. Это исключает ограничения на время включения, связанное с диффузией и дрейфом носителей заряда, а также с временем распространения включённого состояния.

Гетеролазеры и гетерофотоприёмники, используемые в сочетании с плёночными полупроводниковыми волноводами, могут выполняться на основе единой Г. и на общей полупроводниковой подложке объединяться (интегрироваться) в оптич. схему (методами планарной технологии). Для управления условиями генерации и распространения света часто используются сложные Г., активный слой к-рых состоит из неск. слоёв постоянного или плавно изменяющегося состава с соответствующим изменением $\mathcal{E}_g$. Помимо локализации света в пределах одного или неск. слоёв в плоскости ГП, при создании интегрально-оптич. схем возникает необходимость дополнит. локализации световых потоков в плоскости волноводных слоёв (в плоскости ГП). Такие волноводы наз. полосковыми и создаются изменением либо состава и свойств полупроводника в плоскости волноводного слоя, либо толщины слоёв. «Встраивание» гетеролазера в волноводную схему осуществляется с помощью *оптического резонатора*, образуемого периодич. модуляцией толщины волноводного слоя. При определ. выборе периода модуляции благодаря дифракции в волноводе возникает волна, бегущая в обратном направлении. В результате формируется распределённое отражение света (см. *Интегральная оптика*).

Материалы и технология. В приборах на основе Г. чаще всего используются полупроводники $A^{III}B^{V}$ и

$A^{IV}B^{VI}$. На основе бинарных соединений может быть получен лишь дискретный набор значений $\mathscr{E}_g$. Однако практически между всеми бинарными соединениями образуются 3- и 4-компонентные *твёрдые растворы* замещения (напр., между GaAs и AlAs образуются $Al_x^n Ga_{1-x}As$; между GaAs и InP—$In_xGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$), варьирование состава (x, y) к-рых позволяет плавно изменять $\mathscr{E}_g$ (рис. 4). Наиб. широко используются Г.: GaAs—Al_xGa_xAs, InP—$InGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$ и GaSb—$Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$.

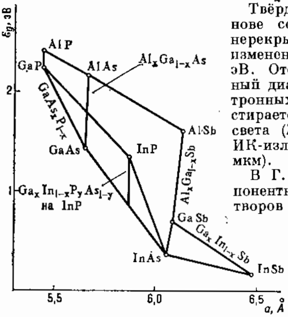


Рис. 4. Диаграмма $\mathscr{E}_g$ — параметр решётки a для полупроводниковых соединений и твёрдых растворов $A^{III}B^V$.

Твёрдые р-ры на основе соединений $A^{III}B^V$ перекрывают диапазон изменения $\mathscr{E}_g \sim 0{,}2$—$2{,}5$ эВ. Отсюда спектральный диапазон оптоэлектронных приборов простирается от видимого света ($\lambda = 0{,}51$ мкм) до ИК-излучения ($\lambda = 7{,}6$ мкм).

В Г. на основе 3-компонентных твёрдых растворов условие изопериодичности лучше всего выполняется для твёрдых растворов $Al_xGa_{1-x}Z_V$, где Z_V — элемент V группы периодической системы элементов. В 4-компонентных твёрдых растворах при изменении x, y изменяется параметр решётки a. Поэтому условие изопериодичности с подложкой выполняется лишь в ограниченной области x, y. Тем самым спектральный диапазон приборов на Г. с 4-компонентными твёрдыми растворами у́же, чем при полном наборе x и y.

Для получения Г. применяются 3 метода: жидкофазная *эпитаксия* (ЖФЭ), хим. осаждение из газовой фазы (ХОГФ) и молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ). В наиб. широко используемом методе ЖФЭ осаждение эпитаксиального слоя происходит из раствора-расплава, к-рый находится в контакте с поверхностью подложки (для $A^{III}B^V$ растворитель чаще всего элемент III группы). Метод ХОГФ применяется в основном для выращивания эпитаксиальных Г. на основе полупроводников $A^{III}B^V$. В методе МПЭ эпитаксиальные слои выращиваются осаждением на подложке атомов и молекул, потоки к-рых формируются в сверхвысоком вакууме.

Лит.: Алферов Ж. И., Гетеропереходы в полупроводниках и приборы на их основе, в кн.: Наука и человечество, М., [1975]; Андреев В. М., Долгинов Л. М., Третьяков Д. Н., Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов, М., 1975; Кейси Х., Паниш М., Лазеры на гетероструктурах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981.

Ж. И. Алферов, С. А. Гуревич, В. И. Корольков.

ГЕТЕРОФА́ЗНАЯ СТРУКТУ́РА твёрдых тел — пространственное распределение кристаллич. фаз, составляющих многофазное кристаллич. твёрдое тело. Размеры, форма и взаимное расположение фаз, распределение и строение межфазных границ, наряду с внутрифазными *дефектами*, определяют мн. физ. свойства реальных твердотельных материалов. Физ. свойства гетерофазного тела не являются аддитивной суммой свойств его фаз из-за межфазных границ и внутр. напряжений, возникающих при контакте разл. фаз. В результате фазовых превращений в исходной фазе возникают отд. области или кристаллы новых, термодинамически более устойчивых фаз, к-рые растут, взаимодействуют, образуя Г. с. Воздействуя на ход структурного фазового превращения, можно в одном и том же материале получать разнообразные Г. с. Большинство способов термич. и механич. обработки материалов с целью придания им определ. физ. свойств основано на возможности управлять процессами формирования Г. с. Получают Г. с. спеканием, диффузионной сваркой разл. твёрдых фаз, осаждением из жидкости или пара на подложку др. фазы.

На границе фаз атомы (молекулы), стремясь занять энергетически наиб. выгодные положения, смещаются из узлов кристаллич. решёток. Следствием этого является возникновение полей упругих напряжений. Микронапряжения сосредоточены в пограничном слое и определяют строение межфазных границ. Макронапряжения простираются в глубь фаз на расстояния порядка протяжённости границы и изменяют свойства и энергию фаз. В результате образуется регулярная упорядоченная Г. с., аналогичная многодоменным структурам ферромагнетиков и сегнетоэлектриков (см. *Домены*). Такие Г. с. отвечают минимумам свободной энергии гетерофазного тела, слагающейся из свободных энергий неискажённых фаз, поверхностной энергии межфазных границ и упругой энергии напряжений. Поверхностная энергия определяет в основном размеры фаз. Их форма и взаимное расположение обусловлены стремлением к минимуму упругой энергии. Равновесные Г. с. описываются ур-нием, отражающим равенство локальных термодинамич. потенциалов контактирующих фаз (в каждой точке межфазной границы):

$$[f]-\frac{1}{2}(\sigma_1+\sigma_2)[\varepsilon_0]-\frac{1}{2}\sigma_1[S]\sigma_2+\frac{\Gamma}{R}=0. \qquad (1)$$

Здесь $[f]$ — разность плотностей свободных энергий напряжённых фаз по обе стороны границы; $[S]$ — разность упругих податливостей; σ_1, σ_2 — напряжения; $[\varepsilon_0]$ — скачок собственных деформаций, характеризующий изменение кристаллич. решёток при превращении; Γ — уд. поверхностная энергия; R — радиус кривизны границы. Анализ (1) позволяет определить последовательный ряд метастабильных Г. с., образующихся при фазовом превращении одной фазы в другую, более стабильную. Типичным элементом метастабильной Г. с. является полидоменная пластина (см. *Домены упругие*).

Для образования регулярных Г. с. необходимо, чтобы в процессе фазового превращения сохранялась связность кристаллич. тела, т. е. чтобы не происходили локальные пластич. деформация и разрушение. Эти процессы неизбежны и в той или иной мере нарушают регулярность Г. с. Однако во мн. случаях Г. с. формируется так, что возникающие напряжения минимальны. Эти остаточные напряжения снимаются пластич. деформацией, к-рая т. о. закрепляет Г. с.

Кроме упругих напряжений в Г. с. могут присутствовать др. дальнодействующие поля — магн. или электрич. При этом ур-ние (1) имеет более общий вид:

$$[f]-\frac{1}{2}\left(\frac{\partial f_1}{\partial \nabla u_i}+\frac{\partial f_2}{\partial \nabla u_i}\right)[\nabla u_i]=0, \qquad (2)$$

где f_1 и f_2 — плотности свободных энергий, зависящие от градиентов нек-рых величин u_i, непрерывных во всей Г. с. В случае упругих полей u_i — компоненты смещения, для электрич. полей u — потенциал. Ур-ние (2) определяет равновесную доменную структуру магнетиков и сегнетоэлектриков.

Лит.: Ройтбурд А. Л., Теория формирования гетерофазной структуры при фазовых превращениях в твердом состоянии, «УФН», 1974, т. 113, с. 69; его же, Равновесие фаз в твердом теле, «ФТТ», 1986, т. 28, с. 3051; Уманский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978.

А. Л. Ройтбурд.

ГЕТЕРОХРО́МНАЯ ФОТОМЕТРИ́Я — подраздел *фотометрии*, в к-ром рассматриваются методы сравнения интенсивности разноцветных (гетерохромных) излучений. При визуальном фотометрировании различие цветов сравниваемых излучений ведёт к увеличению ошибки, что можно преодолеть, напр., с помощью т. н.

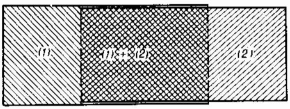
мигающего *фотометра.* При этом оба сравниваемых гетерохромных световых потока поступают в глаз попеременно. Если скорость смены световых потоков (мигания) увеличивать, то наступит такой момент, когда глаз перестанет воспринимать различие в цветности сравниваемых световых потоков. При этой скорости и проводят фотометрирование. Гетерохромные излучения удобно сравнивать по интенсивности с помощью фотоэлектрич. приёмников, если тем или иным способом придать кривой спектральной чувствительности приёмника форму кривой видности человеческого глаза. Для целей гетерохромной фотометрии удобна также методика счёта фотонов.

Лит. см. при ст. *Фотометрия.*

ГИББСА ПАРАДОКС — отсутствие непрерывности для энтропии при переходе от смешения различных к смешению тождеств. газов. Этот факт установлен и объяснён Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1875.

Возрастание энтропии при смешении разл. идеальных газов равно $\Delta S = R\Sigma_i n_i \ln(n/n_i)$, где R — газовая постоянная. Энтропия смешения ΔS зависит лишь от числа молей n_i компонентов и от их суммы $n = \Sigma_i n_i$, но не зависит от природы смешиваемых газов. Если считать газы тождественными, то приходим к парадоксальному выводу, что энтропия возрастает на $nR\ln 2$ при удалении перегородки между равными долями газов, состоящих из одинаковых молекул и находящихся в одинаковом термодинамич. состоянии. Но конечное состояние системы макроскопически не отличается от начального, т. е. $\Delta S = 0$. Поэтому приведённая ф-ла справедлива лишь для разл. газов, следовательно, непрерывный переход от смешения разл. газов к смешению одинаковых невозможен.

Г. п. можно пояснить, рассматривая обратимое разделение газов с помощью полупроницаемых перегородок. Энтропия смеси газов, вообще говоря, не равна сумме энтропий исходных газов, а превышает её на ΔS. Лишь в частном случае, когда каждый компонент имеет объём, равный объёму смеси, ту же темп-ру T и соответствующее парциальное давление P_i, энтропия смеси равна сумме энтропий её компонентов $S(T, P, n_i) = \Sigma_i n_i S_i(T, P_i)$, где S_i — энтропия одного моля i-го



компонента. В этом случае процесс смешения можно провести обратимо с помощью полупроницаемых перегородок, напр. с помощью цилиндров равных объёмов, вдвигающихся без трения один в другой (рис.). Мембрана первого цилиндра непроницаема только для газа 1, второго цилиндра — для газа 2. Для того чтобы оценить изменение энтропии при диффузии, нужно с помощью изотермич. сжатия довести давление каждого компонента до суммарного давления P. Сумма энтропий компонентов перед диффузией равна $S_0 = \Sigma_i n_i S_i(T, P)$. Следовательно, изменение энтропии в результате диффузии равно $\Delta S = S - S_0 = \Sigma_i n_i [S_i(T, P_i) - S_i(T, P)]$, откуда для идеального газа получим прежнее значение ΔS. Приведённое рассуждение теряет смысл для тождеств. газов, для к-рых не существует полупроницаемых перегородок.

Иногда Г. п. наз. появление в выражениях для энтропии (и др. термодинамич. ф-ций) при их статистич. определении неаддитивных членов $\sim N\ln N$. Такие члены появляются, если ф-ция распределения частиц по координатам q_i и импульсам p_i нормируется с элементом фазового объёма $d\Gamma_N = dp_1 dq_1 \ldots dp_{3N} dq_{3N}$. Для систем с пост. числом частиц неаддитивность можно устранить выбором произвольной константы в энтропии, но для систем с перем. числом частиц этого сделать нельзя. Гиббс предложил нормировать ф-ции распределения с элементом фазового объёма, уменьшенным в $N!$ раз, где $N!$ — число перестановок N частиц, т. е. фактически с учётом неразличимости частиц. Если рассматривать классич. статистику как предельный случай квантовой, получаем нормировку с элементом фазового объёма $d\Gamma_N = dp_1 dq_1 \ldots dp_{3N} dq_{3N} / N!\, h^{3N}$. Величина h^3 — объём мин. ячейки в фазовом пространстве одной частицы, естеств. единица фазового объёма; множитель $N!$ связан с тем, что перестановка тождеств. частиц не меняет квантового состояния системы.

Лит.: Лоренц Г. А., Лекции по термодинамике, пер. с англ., М.— Л., 1946; Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955, § 13; Гиббс Дж., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982, с. 167—69. *Д. Н. Зубарев.*

ГИ́ББСА ПРА́ВИЛО ФАЗ — закон термодинамики многофазных многокомпонентных систем, согласно к-рому число фаз r, сосуществующих в равновесии, не превосходит числа независимых компонентов n более чем на два: $r \leqslant n+2$. Г. п. ф. установлено Дж. У. Гиббсом в 1875.

В основе Г. п. ф. лежит предположение, что каждой фазе соответствует свой *термодинамический потенциал* (напр., энергия Гиббса) как ф-ция независимых термодинамич. параметров. Фазу можно определить как однородную совокупность масс, термодинамич. свойства к-рых одинаково связаны с параметрами состояния. Г. п. ф. есть следствие условий термодинамич. равновесия многокомпонентных многофазных систем, т. к. число независимых термодинамич. переменных в равновесии не должно превышать числа ур-ний для них. Макс. число сосуществующих фаз достигается, когда число переменных равно числу ур-ний, определяющих термодинамич. равновесие. Г. п. ф. задаёт число независимых переменных, к-рые можно изменить, не нарушая равновесия, т. е. число термодинамич. степеней свободы системы: $f = n+2-r \geqslant 0$. Число f наз. числом степеней свободы или вариантностью термодинамич. системы. При $f=0$ система наз. ин(нон)вариантной, при $f=1$ — моно(уни)вариантной, при $f=2$ — ди(би)вариантной, при $f \geqslant 3$ — поливариантной. Г. п. ф. справедливо, если фазы однородны во всём объёме и имеют достаточно большие размеры, так что можно пренебречь поверхностными явлениями, и если каждый компонент может беспрепятственно проходить через поверхности раздела фаз, т. е. отсутствуют полупроницаемые перегородки. Цифра 2 в Г. п. ф. связана с существованием 2 переменных (темп-ры и давления), одинаковых для всех фаз. Если на систему действуют внеш. силы (напр., электрич. или магн. поле), то число степеней свободы возрастает на число независимых внеш. сил. При рассмотрении фазового равновесия в системах с дисперсной жидкой фазой необходимо учитывать силы поверхностного натяжения. В этом случае число степеней свободы возрастает на единицу и Г. п. ф. выражается соотношением $n+3-r \geqslant 0$.

Если в системе не происходит хим. превращений, то число независимых компонентов равно числу простых веществ, из к-рых состоит смесь. Если в системе возможны хим. взаимодействия, то условия равновесия включают, помимо обычных условий равновесия фаз, ур-ния хим. реакций. Число дополнит. условий равно числу независимых реакций, протекающих в системе. Ур-ние баланса хим. реакции налагает ограничения на изменение параметров состояния, сокращая на единицу число независимых переменных. Если в системе, состоящей из n веществ и r фаз, протекает k независимых реакций, то число независимо изменяющихся параметров состояния равно $f = n-k-r+2$.

Г. п. ф. является основой физ.-хим. анализа сложных систем, его использовали для классификации разл. случаев хим. равновесия. При помощи Г. п. ф. были открыты новые вещества и определены условия, при к-рых они могут существовать.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 86; Мюнстер А., Химическая термодинамика, пер. с нем., М., 1971; Гиббс Дж., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982. *Д. Н. Зубарев.*

ГИББСА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЯ — равновесные распределения вероятностей пребывания систем из большого числа частиц в состояниях, реализуемых в разл. физ. условиях. Г. р. — фундам. законы *статистической физики* — установлены Дж. У. Гиббсом в 1901 и обобщены Дж. фон Нейманом (J. von Neumann) в 1927 для квантовой статистич. механики.

Для получения Г. р. вводится *статистический ансамбль* Гиббса: совокупность большого (в пределе бесконечно большого) числа копий данной системы (классич. или квантовой), соответствующих заданным макроскопич. условиям. Рассматривается распределение систем (членов ансамбля) в *фазовом пространстве* координат q и импульсов p частиц или по квантовым состояниям всей системы. Г. р. имеют место как для состояний классич. системы с ф-цией Гамильтона $H(p, q)$ в фазовом пространстве $(p, q)=(p_1, \ldots, p_N, q_1, \ldots, q_N)$ всех N частиц системы, так и для квантовых состояний системы с *уровнями энергии* $\mathcal{E}_i$. Г. р. в классич. статистике зависят от координат и импульсов лишь через $H(p, q)$ и не зависят от времени, удовлетворяя *Лиувилля уравнению*, к-рое выражает сохранение плотности вероятности в фазовом пространстве. Г. р. в квантовой статистике зависят от гамильтониана системы $\hat{H}$, удовлетворяя квантовому ур-нию Лиувилля, выражающему эволюцию во времени *матрицы плотности*.

Совокупность энергетически изолированных от окружающей среды систем с энергией $\mathcal{E}$ при пост. объёме V с заданным числом частиц N (микроканонич. ансамбль Гиббса) описывается *микроканоническим распределением Гиббса* $f(p, q)$, согласно к-рому все состояния системы в узкой области энергий ($\Delta\mathcal{E}\ll\mathcal{E}$) вблизи $\mathcal{E}$ равновероятны (осн. гипотеза статистич. механики):

$$f(p, q)=\begin{cases}[W(\mathcal{E}, N, V)]^{-1} & \text{при } \mathcal{E}\leqslant H(p, q)\leqslant\mathcal{E}+\Delta\mathcal{E},\\ 0 & \text{вне слоя } \Delta\mathcal{E},\end{cases}$$

где $W(\mathcal{E}, N, V)$ — *статистический вес* макроскопич. состояния системы, т. е. число микроскопич. состояний в энергетич. слое $\mathcal{E}$, $\mathcal{E}+\Delta\mathcal{E}$. Статистич. вес определяется из условия, что полная вероятность пребывания системы в любом из возможных состояний равна единице (условие нормировки вероятности): $\int f(p, q)\, d\Gamma_N=1$, где $d\Gamma_N=dp\,dq/N!h^{3N}$ — плотность состояний, а множитель $N!$ учитывает неразличимость частиц. Следовательно,

$$W(\mathcal{E}, N, V)=\int\frac{dp\,dq}{N!\,h^{3N}},$$

где интегрирование ведётся в пределах $\mathcal{E}\leqslant H(p, q)\leqslant\mathcal{E}+\Delta\mathcal{E}$. Микроканонич. распределение не чувствительно к выбору величины $\Delta\mathcal{E}$ и при $\Delta\mathcal{E}\longrightarrow 0$ переходит в распределение

$$f(p, q)=A\delta[H(p, q)-\mathcal{E}],$$

где δ — *дельта-функция* Дирака, A — постоянная, определяемая из условий нормировки.

Статистич. вес $W(\mathcal{E}, N, V)$ определяет *энтропию* системы S как ф-цию $\mathcal{E}$, N, V:

$$S=k\ln W(\mathcal{E}, N, V).$$

Совокупность систем в контакте с термостатом, т. е. систем с переменной энергией (фиксировано лишь её ср. значение) при пост. объёме V и заданном числе частиц N (канонич. ансамбль Гиббса), описывается *каноническим распределением Гиббса*

$$f(p, q)=\exp\left\{\frac{F-H(p, q)}{kT}\right\},$$

где T — абс. темп-ра, F — свободная энергия (*Гельмгольца энергия*) как ф-ция V, N, T. Свободная энергия F находится из условия нормировки вероятности $f(p, q)$ и определяется через статистич. интеграл Z:

$$F=-kT\ln Z,$$

где

$$Z=\frac{1}{N!\,h^{3N}}\int\exp\left(-\frac{H(p, q)}{kT}\right)dp\,dq.$$

Распределение вероятностей для систем в термическом и материальном контакте с термостатом и резервуаром частиц, т. е. для систем с переменными энергией H_N и числом частиц N (большой канонич. ансамбль Гиббса), описывается *большим каноническим распределением Гиббса*

$$f_N(p, q)=\exp\left\{\frac{\Omega-H_N(p, q)+\mu N}{kT}\right\},$$

где μ — *химический потенциал*, Ω — *термодинамический потенциал* в переменных V, μ, T. Величина $\Omega(V, \mu, T)$ определяется из условия нормировки вероятности $f_N(p, q)$:

$$\Omega=-kT\ln Z(V, \mu, T),$$

где

$$Z(V, \mu, T)=\sum\nolimits_N\frac{e^{\mu/kT}}{N!\,h^{3N}}\int\exp\left(-\frac{H(p, q)}{kT}\right)dp\,dq \text{ —}$$

статистич. интеграл для большого канонич. ансамбля Гиббса.

Совокупность систем в термич. и механич. контакте с окружающей средой, т. е. с переменными энергией и объёмом, когда постоянным поддерживается давление P с помощью, напр., подвижного поршня (изобарически — изотермич. ансамбль Гиббса), описывается изобарно-изотермич. Г. р.

$$f_V(p, q)=\exp\left\{\frac{\Phi-H(p, q)-PV}{kT}\right\},$$

где Φ — *Гиббса энергия*, т. е. термодинамич. потенциал в переменных V, P, T.

Г. р. в классич. статистич. механике являются предельными случаями Г. р. квантовой статистич. механики при таких плотностях и темп-рах, когда можно пренебречь квантовыми эффектами. Для квантовых систем Г. р. имеют такую же форму, как и для классических, но в них вместо $H(p, q)$ входит энергия i-го квантового уровня системы $\mathcal{E}_i$. Для ансамбля замкнутых, энергетически изолированных систем с пост. объёмом V и полным числом частиц N, имеющих одинаковую энергию $\mathcal{E}$ с точностью до $\Delta\mathcal{E}\ll\mathcal{E}$, все квантовомеханич. состояния в слое $\Delta\mathcal{E}$ предполагаются равновероятными (осн. постулат квантовой статистич. механики). Такой микроканонич. ансамбль описывается микроканонич. распределением квантовой статистики. Вероятность пребывания системы в i-м состоянии равна

$$w_i=\begin{cases}[W(\mathcal{E}, N, V)]^{-1} & \text{при } \mathcal{E}\leqslant\mathcal{E}_i\leqslant\mathcal{E}+\Delta\mathcal{E},\\ 0 & \text{вне слоя } \Delta\mathcal{E}.\end{cases}$$

Здесь $W(\mathcal{E}, N, V)$ — статистич. вес макроскопич. состояния, т. е. число квантовых уровней в слое $\Delta\mathcal{E}$. Как и в классич. статистич. механике, он определяет энтропию системы $S=k\ln W$.

Статистич. ансамбль квантовомеханич. систем с заданным числом частиц N при пост. объёме V в контакте с термостатом (канонич. ансамбль Гиббса квантовой статистики) описывается канонич. распределением Гиббса. Вероятность нахождения системы в i-м квантовом состоянии равна

$$w_i=Z^{-1}(V, N, T)\exp(-\mathcal{E}_i/kT),$$

где статистич. сумма $Z(V, N, T)$ определяется из условия, что полная вероятность пребывания системы в любом из квантовых состояний равна единице ($\Sigma_i w_i=$

$=1$ — условие нормировки вероятности в квантовой статистике). Следовательно,

$$Z(T,\ V,\ N)=\sum\nolimits_i \exp(-\mathcal{E}_i/kT),$$

где суммирование ведётся по всем квантовомеханич. состояниям, разрешённым принципом симметрии или антисимметрии. Статистич. сумма определяет свободную энергию системы $F=-kT\ln Z$. Статистич. ансамбль квантовомеханич. систем с заданным объёмом, находящихся в контакте с термостатом и резервуаром частиц (большой канонич. ансамбль квантовой статистики), описывается большим канонич. Г. р.

$$w_i=Z^{-1}(V,\ \mu,\ T)\exp\left\{-\frac{\mathcal{E}_i-\mu N}{kT}\right\},$$

где

$$Z(V,\ \mu,\ T)=\sum\nolimits_{i,\,N}\exp\left\{-\frac{\mathcal{E}_i-\mu N}{kT}\right\}.$$

Статистич. сумма $Z(V,\ \mu,\ T)$ большого канонич. ансамбля квантовой статистики определяет термодинамич. потенциал Ω в переменных $V,\ \mu,\ T:\Omega=-kT\ln Z(V,\ \mu,\ T)$. Все Г. р. соответствуют максимуму информац. энтропии (см. *Энтропия*) при разл. дополнит. условиях: микроканонич. Г. р.— при пост. числе частиц и энергии; канонич. Г. р.— при пост. числе частиц и заданной ср. энергии; большое канонич. Г. р.— при заданных ср. энергии и ср. числе частиц. Т. о., все Г. р. являются наиб. вероятными распределениями, но при разл. условиях.

Для вычисления термодинамич. потенциалов все Г. р. эквивалентны, т. е. если с помощью одного из Г. р. вычислить соответствующий ему термодинамич. потенциал, то затем при помощи термодинамич. соотношений можно найти и все др. термодинамич. потенциалы, соответствующие др. ансамблям.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, гл. 3; Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980, гл. 3, 4; Хилл Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960, гл. 1—3; Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966, гл. 7—9; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971, § 3, 9; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 2, 3; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 4; Гиббс Дж., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982. *Д. Н. Зубарев.*

ГИББСА ЭНЕРГИЯ (изобарно-изотермический потенциал, свободная энтальпия) — один из *термодинамических потенциалов*, характеристич. ф-ция при выборе давления P и темп-ры T в качестве независимых термодинамич. параметров. Введена Дж. У. Гиббсом в 1875. (Иногда Г. э. наз. термодинамич. потенциалом Гиббса или просто термодинамич. потенциалом, в узком смысле слова, и обозначают Ф.) Г. э., обычно обозначаемая G, связана с *внутренней энергией* U, *энтропией* S и объёмом V соотношением $G=U-TS+PV$. Г. э. для однокомпонентной системы пропорциональна числу частиц N и равна $G=\mu N$, где μ — хим. потенциал, зависящий только от P и T. Изменение Г. э. при квазистатич. процессе и пост. числе частиц равно $dG=-SdT+VdP$. Следовательно, энтропию и объём можно получить дифференцированием Г. э.: $S=-(\partial G/\partial T)_P$, $V=(\partial G/\partial P)_T$. Это означает, что Г. э. есть характеристич. ф-ция в переменных P и T. Удобство применения Г. э. связано с тем, что G/N зависит только от интенсивных термодинамич. параметров P и T, к-рые в равновесии постоянны для всей системы.

Для многокомпонентной системы Г. э. есть линейная ф-ция от чисел частиц N_j в компонентах j (или от масс компонент) $G=\Sigma_j\mu_jN_j$, где μ_j — хим. потенциал компонента j. Следовательно, $dG=-SdT+VdP+\Sigma_j\mu_jdN_j$. Термодинамич. равновесие соответствует минимуму Г.э. В системе со мн. степенями свободы $G=U-TS+\Sigma_i A_ia_i$, где a_i — внеш. параметры, A_i — обобщённые силы.

Г. э. связана с *энтальпией* $H=U+PV$ соотношением $G=H-TS$, к-рое аналогично выражению для *Гельмгольца энергии* (свободной энергии) $F=U-TS$. Термин «свободная энтальпия» основан на этой аналогии. С энергией Гельмгольца Г. э. связана соотношением $G=F+PV$. В статистич. физике энергия Гельмгольца, а следовательно, и Г. э. выражаются через статистич. интеграл (статистич. сумму).

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

ГИББСА — ГЕЛЬМГОЛЬЦА УРАВНЕНИЯ — термодинамич. соотношения, устанавливающие связь между *внутренней энергией* U и *Гельмгольца энергией* (свободной энергией) F или между *энтальпией* H и *Гиббса энергией* (свободной энтальпией) G:

$$U=F-T(\partial F/\partial T)_V, \qquad (1)$$

$$H=G-T(\partial G/\partial T)_P, \qquad (2)$$

где T — темп-ра, V — объём, P — давление. Установлены в 1875 Дж. У. Гиббсом, ур-ние (1) использовал Г. Гельмгольц (H. Helmholtz).

Ур-ние (1) следует из определения энергии Гельмгольца $F=U-TS$ и выражения для энтропии $S=-(\partial F/\partial T)_V$, ур-ние (2) — из определения энергии Гиббса $G=H-TS$ и выражения для энтропии $S=-(\partial G/\partial T)_P$. Ур-ние (1) позволяет по энергии Гельмгольца $F(T,\ V)$ найти внутр. энергию $U(T,\ V)$ и, следовательно, теплоёмкость при пост. объёме. Ур-ние (2) позволяет по энергии Гиббса $G(T,\ P)$ найти энтальпию $H(T,\ P)$ и, следовательно, теплоёмкость при пост. давлении.

Макс. работа, к-рую может совершить система в тепловом контакте с окружающей средой $A_{\text{макс}}=F_1-F_2$, удовлетворяет Г. — Г. у. $U_1-U_2=-T^2(\partial T^{-1}A_{\text{макс}}/\partial T)_V$. Эта макс. работа за вычетом работы против сил давления $P(V_2-V_1)$ (максимальная полезная работа) $A_{\text{макс}}^{\text{полезн}}=G_1-G_2$ удовлетворяет Г. — Г. у. $H_1-H_2=-T^2(\partial T^{-1}A_{\text{макс}}^{\text{полезн}}/\partial T)_P$. (Различие между макс. работой и максимальной полезной работой существенно для газообразных систем.) Г. — Г. у. применяются в термодинамич. теории гальванич. элементов, использовались при установлении *третьего начала термодинамики* и его следствий.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

ГИББСА — ДЮГЕМА УРАВНЕНИЕ — термодинамич. соотношение между приращениями темп-ры T, давления P и хим. потенциалов μ_i многокомпонентной термодинамич. системы: $SdT-VdP+\Sigma_iN_id\mu_i=0$, где S — энтропия, V — объём, N_i — число частиц i-го компонента. Для многофазной системы i учитывает также разл. фазы. Вместо N_i можно брать массы компонент и нормировать хим. потенциал μ_i на единицу массы. Получено Дж. У. Гиббсом в 1875 и широко применялось П. Дюгемом (Дюэмом) (P. Duhem). Г. — Д. у. устанавливает связь между интенсивными термодинамич. параметрами, к-рые при термодинамич. равновесии постоянны. Оно следует из того, что, согласно *второму началу термодинамики*, приращение *Гиббса энергии* G равно

$$dG=-SdT+VdP+\sum\nolimits_i\mu_idN_i,\ G=\sum\nolimits_i\mu_iN_i.$$

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

ГИБРИДИЗАЦИЯ АТОМНЫХ ОРБИТАЛЕЙ — выравнивание длин хим. связей и валентных углов при образовании хим. связей валентными s-, p-, d- и т. д. электронами (атомными орбиталями) одного атома. Г. а. о. описывает возбуждённые состояния атома в хим. соединении.

С помощью методов рентг. структурного анализа, спектральных измерений и т. п. установлено, что хим. связи, образуемые электронами атома, находящимися в разл. квантовых состояниях, эквивалентны, вопреки казалось бы очевидному предположению о их различии (так, напр., p-электроны должны были бы создавать более прочную связь, чем s-электроны). Выравнивание связей является результатом смешивания при хим. взаимодействии состояний электронов в атоме, что приводит к образованию гибридных орбиталей, направленных в сторону образующейся связи (рис. 1). Гибридные ф-ции, соответствующие новым орбиталям, являются линейными комбинациями s-, p-, d- и т. д. атомных одноэлектронных ψ-функций (орбиталей).

Представление о Г. а. о. введено Л. Полингом (L. Pauling) в 1928 для объяснения эквивалентности ковалентных связей в молекуле CH_4 (т. н. sp^3-гибридизация, рис. 2, *а*). Атом С образует 4 связи, находясь в возбуждённом состоянии с электронной конфигурацией $1s^2 2s 2p^3$. Состояние 4-валентных электронов $2s2p^3$ описывают разл. одноэлектронные ф-ции

Рис. 1. Пространственная ориентация sp- и pd-гибридных орбиталей. При гибридизации атомных орбиталей электронные облака концентрируются в направлении линии связи (оси x).

$$\psi_{2s},\ \psi_{2px},\ \psi_{2py},\ \psi_{2pz}. \quad (1)$$

При Г. а. о. состояния каждого из 4 электронов будут описываться ф-циями, представляющими собой эквивалентные линейные комбинации ф-ций (1):

$$\psi_i = a_i\psi_{2s} + b_i\psi_{2px} + c_i\psi_{2py} + d_i\psi_{2pz},\quad i = 1,\ 2,\ 3,\ 4. \quad (2)$$

Макс. значения ψ_i направлены в сторону образовавшейся связи (к вершинам тетраэдра молекулы CH_4) и превосходят макс. значения одноэлектронных ф-ций. Т. о., в результате Г. а. о. образуется более прочная связь и энергия системы понижается, т. е. Г. а. о. энергетически выгодна. Значения коэф. a_i, b_i, c_i, d_i зависят от выбора системы координат.

Рис. 2. Форма и расположение электронных облаков при sp^3-(*а*) и sp^2-гибридизациях (*б*).

Двойные связи в соединениях, напр. в этилене C_2H_4, объясняются sp^2-гибридизацией: один валентный электрон описывается чистой одноэлектронной s-функцией, а три другие — гибридными s- и p-функциями. Для молекулы ацетилена C_2H_2 тройная связь обусловлена sp-гибридизацией: два валентных электрона остаются в p-состояниях, два другие — в гибридных s- и p-состояниях.

Тип Г. а. о. определяет значение валентных углов. Так, при sp^3-гибридизации все валентные углы равны 109°28′, при sp^2-гибридизации — 120°, при sp-гибридизации — 180°, при d^2sp^2-гибридизации образуются 4 связи, лежащие в одной плоскости под углом 90° друг к другу, и одна связь, перпендикулярная этой плоскости. Пары электронов, находящиеся в гибридных состояниях, вносят существ. вклад в дипольный момент молекулы, т. к. положения центров тяжести электронных облаков не совпадают с положениями ядер. Перераспределение электронной плотности происходит не только при ковалентной связи, но в нек-рой степени и при ионной, т. е. при ионной связи частично также осуществляется гибридизация.

Для построения системы эквивалентных гибридных орбиталей применяется спец. аппарат теории групп. Этот метод применим и в тех случаях, когда не все образуемые атомом связи эквивалентны. Недостаток метода — неоднозначность получаемых результатов, поскольку одна и та же пространственная конфигурация связей, как правило, может осуществляться на основе неск. электронных конфигураций и, наоборот, для одной электронной конфигурации возможны разл. расположения связей. В таких случаях выбор гибридизации и конфигурации связей определяется дополнит. факторами (наим. отталкивание присоединённых атомов, прочность образуемых связей и пр.).

Осн. недостаток теории Г. а. о. и связанной с ней теории направленных валентностей — использование только угловых частей волновых ф-ций и пренебрежение их радиальными частями. Кроме того, в рамках Г. а. о. валентное состояние атома рассматривается как одноэлектронная задача. Однако для точного решения нужно рассматривать многочастичную задачу.

Лит.: Хейне В., Теория групп в квантовой механике, пер. с англ., М., 1963; Слэтер Дж., Электронная структура молекул, пер. с англ., М., 1965; Хигаси К., Баба Х., Рембаум А., Квантовая органическая химия, пер. с англ., М., 1967; Маррел Дж., Кеттл С., Теддер Дж., Теория валентности, пер. с англ., М., 1968; Берсукер И. Б., Электронное строение и свойства координационных соединений, 2 изд., Л., 1976.

ГИБРИ́ДНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ РЕА́КТОР — разрабатываемая разновидность *термоядерного реактора*, в к-ром для выработки энергии будут использоваться не только реакции синтеза лёгких ядер (обычно дейтерия и трития), но и реакции деления. Бланкет Г. т. р. состоит из двух зон. В 1-й зоне — делящиеся в-ва (уран или торий), во 2-й зоне — литийсодержащие вещества для воспроизводства сгоревшего в плазме трития.

Термоядерные нейтроны, рождающиеся в плазме с энергией 14,1 МэВ, проникают через первую стенку в бланкет с делящимися веществами. При помещении в эту зону ^{238}U нейтроны поглощаются в нём с образованием ^{239}Pu; если в эту зону поместить ^{232}Th, то образуется ^{233}U. Одновременно в бланкете выделяется энергия, примерно равная 140 МэВ на один термоядерный нейтрон. Т. о., в Г. т. р. можно получать примерно в 6 раз больше энергии, чем в «чистом», при прочих равных условиях.

Вследствие многократного увеличения термоядерной мощности урановым бланкетом для Г. т. р. не обязательно достижение самоподдерживающейся термоядерной реакции в плазме и возможно уменьшение нейтронной нагрузки на первую стенку реактора по сравнению с «чистым» термоядерным реактором. В результате упрощается решение многих проблем конструкции Г. т. р.

Лит.: Велихов Е. П. и др., Гибридный термоядерный реактор токамак для производства делящегося топлива и электроэнергии, «Атом. энергия», 1978, т. 45, в. 1, с. 3; Пистунович В. И., Шаталов Г. Е., Термоядерный реактор на основе токамака, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 2, М., 1981. *В. И. Пистунович.*

ГИГА... (от греч. gigas — гигантский) (Г, *G*) — приставка для образования наименования кратной единицы, равной 10^9 исходных единиц. Напр., 1 ГГц $= 10^9$ Гц.

ГИГА́НТСКИЕ КВА́НТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯ́ЦИИ поглощения звука — осцилляции коэф. поглощения звука α, имеющие место в металлах при низких темп-рах T в сильном магн. поле H. Зависимость α (1/H) представляет собой систему острых максимумов, высоты к-рых пропорц. напряжённости поля H, разделённых пологими широкими минимумами. Г. к. о. предсказаны в 1961 [1] и впервые наблюдались на опыте в том же году [2].

Эффект обусловлен квантованием энергии электронов проводимости металла в магн. поле (см. *Ландау уровни*). В результате квантования энергия электронов $\mathscr{E}$ в простейшем случае квадратичного изотропного закона дисперсии электронов $\mathscr{E} = p^2/2m$ (m — *эффективная масса* электрона, p — его квазиимпульс) приобретает вид

$$\mathscr{E}_n(p_H) = \hbar\Omega\,(n + {}^1/_2) + p_H^2/2m. \quad (1)$$

Здесь n — квантовое число Ландау ($n = 0, 1, 2, \ldots$), $\Omega = eH/mc$ — *циклотронная частота* электронов (e — его заряд), p_H — проекция его квазиимпульса на направление магн. поля H. Звуковые волны с частотой ω и волновым вектором q можно рассматривать как поток *фононов* с энергией $\hbar\omega = \hbar sq$ (s — скорость звука) и квазиимпульсом $\hbar q$, а поглощение звука в металле — как прямое поглощение фононов электронами проводимости. При этом в каждом акте поглощения должны выполняться законы сохранения энергии и проекции квазиимпульса на направление $\boldsymbol{H}$:

$$p'_H = p_H + \hbar q_H, \qquad (2)$$

$$\hbar\Omega\,(n' + {}^1/_2) + p'^2_H/2m = \hbar\Omega\,(n + {}^1/_2) + p^2_H/2m + \hbar\omega. \qquad (3)$$

Подставляя p'_H из (2), преобразуя (3) и считая q_H достаточно малым (чтобы пренебречь членом q^2_H), получаем:

$$\Omega\,(n' - n) + p_H q_H/m = \omega. \qquad (4)$$

В достаточно сильных полях H, когда $\Omega > p_H q_H/m = q_H v_F$ (v_F — Ферми скорость), условие (4) может выполняться только при $n' = n$. Это означает, что возможны энергетич. переходы электронов только с сохранением числа n. При этом условие (4) имеет вид

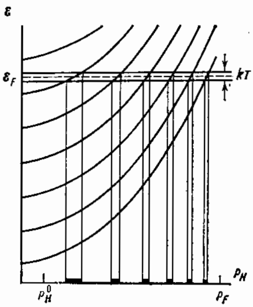
$$p_H q_H/m = \omega, \qquad (5)$$

откуда следует, что в переходах могут участвовать только электроны с квазиимпульсом, удовлетворяющим соотношению

$$p^0_H = m\omega/q_H = ms/\cos\vartheta, \qquad (6)$$

где ϑ — угол между направлением распространения звука и магн. полем $\boldsymbol{H}$. Поскольку скорость звука s гораздо меньше скорости Ферми v_F, то p^0_H гораздо меньше квазиимпульса Ферми p_F (если угол ϑ достаточно отличается от прямого).

Если изобразить энергии $\mathcal{E}_n$ электронов как ф-ции p_H, то получим систему парабол (рис.). Изменяя угол ϑ, можно изменять p_H электронов, участвующих в поглощении звука. С др. стороны, если $\hbar\omega < kT$ (T — темп-ра), то в поглощении звука могут участвовать только электроны, находящиеся в интервале размытия распределения Ферми, т. е. в интервале энергий шириной kT вблизи *ферми-энергии* $\mathcal{E}_F$. Поэтому кривые зависимости энергии электрона от p_H для разных n пересекаются полосой ширины kT, середина к-рой совпадает с уровнем Ферми $\mathcal{E}_F$. Ширина полосы меньше расстояния между кривыми, что соответствует условию $\hbar\Omega > kT$. Проецируя участки кривых, пересекаемые полосой, на ось абсцисс, видим, что в области размытия распределения Ферми существуют интервалы разрешённых и запрещённых значений p_H (первые отмечены жирными отрезками). Положения этих отрезков зависят от $\boldsymbol{H}$, поскольку с изменением $\boldsymbol{H}$ меняются расстояния между кривыми. Когда при изменении H p^0_H периодически попадает в интервал разрешённых значений p_H, имеет место сильное поглощение звука; в противном случае поглощение мало. Г. к. о. имеют место при условии [1]:



$$\mathcal{E}_F \gg \hbar\Omega \gg kT.$$

При меньших полях H Г. к. о. могут иметь место также за счёт переходов с изменением квантового числа n. Г. к. о. могут иметь место и в том случае, если траектории электронов в магн. поле открытые. Однако в этом случае осцилляц. максимумы расширяются, а интервалы между ними сужаются. Уширение осцилляц. максимумов, как правило, происходит и при возрастании интенсивности звука [3—5].

Лит.: 1) Гуревич В. Л., Скобов В. Г., Фирсов Ю. А., Гигантские квантовые осцилляции поглощения звука металлами в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1961, т. 40, с. 786; 2) Королюк А. П., Прущак Т. А., Новый тип квантовых осцилляций коэффициента поглощения ультразвука в цинке, там же, т. 41, с. 1689; 3) Гальперин Ю. М., Гантсевич С. В., Гуревич В. Л., Гигантские осцилляции поглощения звука металлами в случае открытых траекторий, там же, 1969, т. 56, с. 1728; 4) Гальперин Ю. М., Козуб В. И., Нелинейное затухание коротковолнового звука в проводнике в магнитном поле, там же, 1972, т. 63, с. 1083; 5) Шенберг Д., Магнитные осцилляции в металлах, пер. с англ., М., 1986.

В. Л. Гуревич.

ГИГА́НТСКИЕ РЕЗОНА́НСЫ (гигантские мультипольные резонансы) — высоковозбуждённые состояния атомных ядер, к-рые интерпретируются как коллективные когерентные колебания с участием большого кол-ва нуклонов (см. *Колебательные возбуждения ядер*). Известны Г. р., соответствующие колебаниям объёма ядра, ядерной поверхности, протонов относительно нейтронов, колебания, связанные с переворотом спина нуклонов и с обменом зарядом (см. ниже). Экспериментально Г. р. проявляются как широкие максимумы в

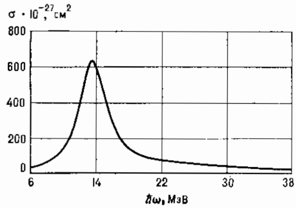


Рис. 1. Зависимость полного сечения σ поглощения γ-квантов ядром ^{208}Pb от энергии γ-квантов.

зависимости сечения σ ядерных реакций от энергии налетающей частицы (рис. 1) или в спектре вылетающих частиц.

Г. р., являясь *коллективными возбуждениями ядра* $A\,(N,\ Z)$ (N — число нейтронов, Z — протонов), могут принадлежать либо к состояниям того же ядра (нейтральная по заряду ветвь возбуждения), либо к состояниям соседних ядер — изобар $A\,(N \mp 1,\ Z \pm 1)$ [заряж. ветви возбуждений ядра $A\,(N,\ Z)$], наз. зарядово-обменными или изобарич. состояниями (заряд ядра изменяется на $\Delta Q = \pm 1$). В первом случае Г. р. могут быть возбуждены в реакциях без передачи заряда, напр. $(e,\ e')$, $(p,\ p')$, во втором — в реакциях перезарядки типа $(p,\ n)$ для $\Delta Q = +1$ и $(n,\ p)$ для $\Delta Q = -1$.

Классификация и основные особенности. Классификация Г. р. как состояний колебат. типа производится по квантовым числам вибрац. возбуждений — по полному угл. моменту I и чётности π (обозначается I^π). Полный момент I складывается из орбитального L и спинового S угл. моментов возбуждённого ядра, причём $\pi = (-1)^L$, $S = 0$, 1 (см. ниже). Для нейтральной ветви возбуждений Г. р. можно классифицировать характеристиками γ-кванта, испускаемого при снятии возбуждения данного типа. Поэтому Г. р. с $S = 0{,}1$; $I = L$; $\pi = (-1)^L$ наз. электрическими 2^L-польными (обозначается EL), а с $S = 1$, $I = L \pm 1$, $\pi = (-1)^{I+1}$ наз. магнитными 2^L-польными (ML). Т. о., Г. р. $E0$ соответствует возбуждённому состоянию $I^\pi = 0^+$ (электрич. монопольный Г. р.), $E1$ — состоянию 1^- (электрич. дипольный Г. р.), $E2$ — состоянию 2^+ (электрич. квадрупольный Г. р.), $M1$ — состоянию 1^+ (магн. дипольный Г. р.), $M2$ — состоянию 2^- (магн. квадрупольный Г. р.) и т. д. (см. *Мультипольное излучение*, *Гамма-излучение*).

Для заряж. ветвей возбуждения установившейся терминологии нет, указывают I^π, отмечая случай $S = 1$ дополнит. словом «спин» (напр., спин-дипольный Г. р.) и указывая ветвь возбуждения ($\Delta Q = \pm\,1$). Существуют спец. названия лишь для простейших Г. р. этого типа с $\Delta Q = +1$: для 0^+ — аналоговый резонанс (или изобарич. аналоговый резонанс); для 1^+— гамов-теллеровский резонанс (см. ниже).

Изменение изотопич. спина T ядра нри возбуждении Г. р. отличает изоскалярный ($\Delta T=0$) от изоспинового (изовекторного) ($\Delta T=1$) (обозначаются дополнит. ниж. индексами, напр. $E1_0$, $E2_1$, табл. 1).

Т а б л. 1. — **Общая классификация гигантских резонансов с квантовыми числами I^π в чётно-чётных ядрах**

Вид колебаний	ΔT	S	I^π: $\Delta Q=0$, обозначение		$\Delta Q=\pm1$
Изоскалярные	0	0	L_0^π	EL_0	
	0	1	$(L\pm1)_0^\pi$	$M\,(L\pm1)_0$	—
			L_0^π	EL_0	
Изоспиновые (изовекторные)	1	0	L_1^π	EL_1	L_1^π
Спин-изоспиновые	1	1	$(L\pm1)_1^\pi$	$M\,(L\pm1)_1$	$(L\pm1)_1^\pi$
			L_1^π	EL_1	L_1^π

Г. р. наблюдаются у большинства ядер. Они располагаются, как правило, в непрерывном спектре возбуждений ядра и имеют ширины порядка неск. МэВ. Форма, ширина Γ и энергия $\mathscr{E}$ Г. р. плавно изменяются от ядра к ядру, напр. для электрич. Г. р. $\mathscr{E}$ пропорц. $A^{-1/3}$, где A — массовое число.

Важной характеристикой Г. р. является процент исчерпания правила сумм. Обычно Г. р. исчерпывает значит. долю соответствующего правила сумм, т. е. его интенсивность («сила») по сравнению с максимально возможной суммой вероятностей всех переходов этого типа велика (отсюда назв. Г. р.), что свидетельствует о большой коллективности состояния.

Теоретические модели. Существуют 2 подхода к описанию Г. р.— феноменологический и микроскопический. Большинство феноменологич. теорий исходит из

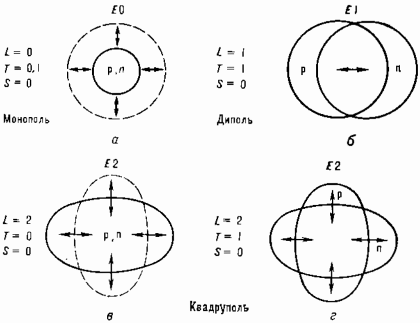


Рис. 2. Схематическое изображение гигантских резонансов как колебаний ядра в гидродинамической модели: $а$ — $E0_0$; $б$ — $E1_1$; $в$ — $E2_0$; $г$ — $E2_1$.

того, что сильная коллективизация состояния позволяет применить для описания колебаний формы и объёма ядра гидродинамич. модель. В этой модели Г. р. $E1$ соответствует колебанию центра масс нейтронов относительно центра масс протонов (рис. 2, $б$), $E0$ — компрессионным колебаниям, в процессе к-рых ядро изменяет свой радиус (рис. 2, $а$), $E2$ — квадрупольным колебаниям сферич. ядерной поверхности (рис. 2, $в$, $г$).

Для всех Г. р., кроме низколежащего дипольного, возможны 2 вида колебаний: один, когда протоны и нейтроны колеблются в фазе (изоскалярный Г. р.), другой — когда они колеблются в противофазе (изовекторный). Т. к. для разделения протонов от нейтронов необходимо затратить дополнит. энергию, то изовекторные Г. р. имеют бо́льшую энергию, чем соответствующие изоскалярные.

Для возникновения Г. р. необходимо, чтобы в ядре появилась стоячая волна, т. е. чтобы по длине окружности или диаметру ядра $2R$ уложилось целое число длин волн λ. Это условие означает, что $\lambda\sim R$, что даёт для энергии возбуждения зависимость

$$\mathscr{E}=\hbar\omega\sim 1/R\sim A^{-1/3}. \qquad (1)$$

Для *деформированных ядер* феноменологич. теория предсказывает расщепление Г. р. на неск. компонент. Напр., Г. р. $E1$ расщепляется на 2 компоненты, связанные с условием $\lambda\sim R$ для каждой из 2 гл. осей эллипсоида вращения. По величине расщепления можно получить сведения о степени деформации ядра в осн. состоянии.

Микроскопич. теория исходит из *оболочечной модели ядра*. В простейшем случае возбуждение Г. р.— результат перехода нуклонов из одной главной заполненной оболочки в другую, незаполненную (рис. 3). Взаимодействие нуклонов упорядочивает эти переходы в когерентное движение. Т. о., Г. р.— результат когерентного сложения мн. переходов частица — дырка (ч—д) с необходимыми моментом и чётностью (I^π), так что соответствующие вероятности переходов во много раз ($\geqslant 10$) превышают вероятности одночастичных переходов. Ср. энергетич. интервал между соседними оболочками $\Delta\mathscr{E}\sim\hbar\omega=41A^{-1/3}$ МэВ. Поэтому в модели оболочек энергия возбуждения Г. р. $\mathscr{E}=m\hbar\omega$, где $m=1$ для Г. р. $E1$, $m=2$ для $E2$. При этом Г. р. могут иметь неск. компонент, так Г. р. $E3$ может иметь низкоэнергетич. компоненту, соответствующую переходам с энергией $\hbar\omega$, и высокоэнергетическую, соответствующую переходам $3\hbar\omega$. Учёт т. н. остаточного частично-дырочного взаимодействия обычно существенно изменяет величину $\mathscr{E}$, опуская изоскалярные и поднимая изовекторные Г. р. (табл. 2).

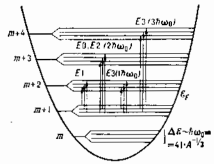


Рис. 3. Гигантские резонансы в модели оболочек: $\mathscr{E}_F$ — энергия Ферми; N — главное квантовое число; $\hbar\omega$ — разность энергий между соседними оболочками.

Возбуждение зарядово-обменных Г. р. в оболочечной модели можно представить как «перекрёстные» переходы нуклонов из нейтронной оболочки в протонную (и наоборот).

Изучение Г. р. разл. видов даёт возможность определить все параметры эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия в ядрах.

Электрические Г. р. Наиболее изученные нейтральные электрич. Г. р. приведены в табл. 2. Наиб. исследован Г. р. $E1$ как явление, связанное с колебаниями протонов относительно нейтронов; впервые описан в 1944 А. Б. Мигдалом и экспериментально обнаружен в 1947 в реакциях фотоделения. На возможность его существования в 1937 указали В. Боте (W. Bothe) и В. Гентнер (W. Gentner). Г. р. $E1$ наблюдается для ядер всех элементов периодич. системы; помимо ф-лы, указанной в табл. 2, есть и др. эмпирич. ф-лы для его энергии, напр. $\mathscr{E}=32A^{-1/3}+21A^{-1/6}$ (МэВ).

Г. р. $E2$ изучен для большинства ядер и установлен во мн. ядерных реакциях для разных энергий налетающих частиц. Его можно возбудить, бомбардируя ядро протонами и более массивными ядерными частицами,

Т а б л. 2. — **Некоторые данные о нейтральных EL-резонансах**

	ΔT	$\mathscr{E}$, МэВ	Г, МэВ	Сила резонанса (% исчерпания правила сумм)
$E0$	0	$80A^{-1/3}$	2,5—4	~100 для $A\geqslant 90$
$E1$	1	$78A^{-1/3}$	4—8	100 для $A>100$
$E2$	0	$65A^{-1/3}$	2,5—7	30—90
$E2$	1	$120A^{-1/3}$	5—10	80—100
$E3$ ($1\hbar\omega$)	0	$32A^{-1/3}$	—	10—20
$E3$ ($3\hbar\omega$)	0	$110A^{-1/3}$	5—7	40—80

напр. α-частицами или ядрами ^6Li (рис. 4). Т. к. главным во взаимодействии α-частиц с нуклонами является сильное взаимодействие, к-рое зарядово-симметрично, то это облегчает возбуждение квадрупольных колебаний, в к-рых протоны и нейтроны участвуют вместе, и исключает дипольные колебания.

Кроме приведенных в табл. 2 есть указания на существование Г. р. $E0_1$, $E1_0$ ($3\hbar\omega$) и $E4$ ($2\hbar\omega$), $E5$, $E6$. В лёгких ядрах $\mathscr{E}$ и сила Г. р. уменьшаются по сравнению с табл. 2. Для Г. р. $E1$ и $E2$ наблюдается фрагментация (форма резонанса не может быть описана одной лоренцовской кривой).

Особое значение имеет Г. р. $E0$ (не наблюдался для ядер с $A<60$). Он является практически единств. источником сведений о сжимаемости ядра, т. к. в гидродинамич. модели его энергия выражается ф-лой:

$$\mathscr{E}(E0_0)=\frac{\hbar\pi}{3r_0A^{1/3}}\sqrt{km}. \qquad (2)$$

Здесь m — масса нуклона, $k=r_0\frac{\partial^2\mathscr{E}'}{\partial r_0^2}$ — жёсткость ядра ($\mathscr{E}'$ — энергия, приходящаяся на 1 нуклон, r_0 — ср. расстояние между нуклонами), связанная с его сжимаемостью C соотношением $k^{-1}=9C$. Ядерная сжимаемость определяет ур-ние состояния вещества вблизи равновесной плотности и скорость звука $v_{зв}$ в ядерной материи: $C^1=-V^{-1}\frac{\partial V}{\partial p}$ (V — объём ядра, p — давление). Из эксперим. данных об энергии $\mathscr{E}(E0)$ найдено $k=220\pm30$ МэВ, откуда $v_{зв}=0{,}15\,c$.

Спиновые (магнитные) резонансы. Если электрич. Г. р. можно интерпретировать как разл. моды колебаний заряда ядра, то магн. Г. р. связаны с когерентными движениями моментов нуклонов. С каждым нуклоном связаны орбитальный момент его движения относительно центра массы ядра ($l=0$, h, $2h$ . . .) и спин $s=1/2$, к-рый прецессирует вокруг орбитального момента, складываясь с ним в полный момент j и ориентируясь параллельно [$j=(l+1/2)\hbar$] или антипараллельно [$j=(l-1/2)\hbar$] к первому. По мере увеличения A нейтроны и протоны последовательно заполняют свои оболочки с фиксированными l и j, причём в каждой оболочке нуклоны расположены так, чтобы попарно скомпенсировать полные моменты и образовать систему с суммарным моментом, равным 0 (для чётно-чётных ядер). Оболочки с параллельным расположением спина и орбитального момента заполняются раньше, чем с антипараллельным, так что в таких ядрах возникает преим. направление прецессии спина относительно орбитального момента. Изменение этого направления на противоположное у одного нуклона в силу их взаимодействия резонансно передаётся др. нуклонам и приводит к возбуждению Г. р. типа $M1$. Если одновременно с поворотом спина происходит изменение орбитального момента нуклона, то возникают Г. р. высш. магн. мод (ML). Если спины нейтронов и протонов поворачиваются синфазно, то это — изоскалярные магн. Г. р., если в противофазе — изовекторные.

Изменить прецессию спинов и моментов нуклонов можно либо действуя эл.-магн. полем на связанные с ними магн. моменты, либо изменяя ориентацию магн. моментов за счёт передачи нуклонам энергии пионного поля. В первом случае используется гл. обр. неупругое рассеяние электронов на ядрах (e, e′), во втором — реакция неупругого рассеяния протонов (p, p′) с энергией 100—200 МэВ. Когда пион поглощается нуклоном, он изменяет ориентацию его спина. Т. к. каждый нуклон окружён пионным полем, то бомбардирующий нуклон также может вызвать спиновые колебания.

Наиб. изучены Г. р. $M1$ и $M2$. Г. р. $M1$ отвечает переходам нуклонов с переворотом их спина относительно орбитального момента l без изменения орбитального квантового числа ($S=1$, $L=0$), $M2$ соответствует переходам нуклонов с переворотом спина и изменением l на 1 ($S=1$, $L=1$). Оба типа Г. р. описываются оболочечной моделью как переходы нуклонов из одной оболочки в другую с учётом остаточного частично-дырочного взаимодействия.

Рис. 4. Спектр неупруго-рассеянных ядер ^6Li на ядре ^{90}Zr при начальной энергии ядер ^6Li 90 МэВ; пунктир — фон.

Энергию $M1$ можно описать эмпирич. ф-лой $\mathscr{E}(M1)=45A^{-1/3}$ МэВ; он может располагаться в области дискретного спектра, и тогда он представляется в виде интенсивных уровней 1^+ с большой суммарной величиной вероятности γ-переходов. Экспериментально кроме ядер с $A<40$ он обнаружен (1982) в ядрах с $A>40$ (^{48}Ca, изотопы Ni, Zr и др.) в реакции (p, p′) при энергии протонов 200 МэВ. В ^{208}Pb $M1$ проявляется как группа 35 уровней 1^+ с энергией $\mathscr{E}\sim7{,}5$ МэВ. Г. р. $M2$ для средних и тяжёлых ядер расположен в области $\mathscr{E}\sim6$—10 МэВ. Он измерен в ядрах ^{58}Ni, ^{90}Zr, ^{140}Ge, ^{208}Pb с помощью неупругого рассеяния электронов на углы, близкие к 180°.

Зарядово-обменные Г. р. Аналоговый резонанс был открыт экспериментально в 1962 А. Андерсоном (A. Anderson) и Вонгом (Ch.-Y. Wong) в реакции (p, n), гамов-теллеровский резонанс обнаружен в 1979. Аналоговый 0^+ ($S=0$, $L=0$) и гамов-теллеровский 1^+ ($S=1$, $L=0$) Г. р. интерпретируются как возбуждённые состояния ядра A (N, Z). С микроскопич. точки зрения это когерентные возбуждения, построенные из состояний «протон-нейтронная дырка», образованных переходами нейтрона в незаполненные протонные состояния. В случае 0^+ такой переход происходит без изменения квантовых чисел нуклонов (см. *Аналоговые состояния*), а в случае 1^+ — с поворотом их спина (рис. 5).

С феноменологич. точки зрения 0^+ рассматривается как состояние ядра $A\,(N-1,\ Z+1)$, принадлежащее тому же изомультиплету, что и осн. состояние ядра $A\,(N,\ Z)$, т. е. отвечающее тому же изоспину $T=(N-Z)/2$, но отличающееся от последнего проекцией изоспина T_z: для $A\,(N,\ Z)$ $T_z=T$, для аналогового Г. р.

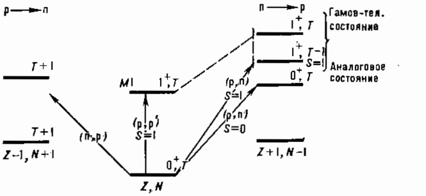


Рис. 5. Схема возбуждения зарядово-обменных и нейтральных резонансов.

$T_z=T-1$. Такая схема соответствует приближённому сохранению в ядерных процессах изоспиновой симметрии (нарушаемой эл.-магн. поправками).

Наряду с энергией Г. р., к-рая отсчитывается от осн. состояния ядра $A\,(N,\ Z)$, важной характеристикой зарядово-обменных Г. р. является величина матричного элемента μ β-перехода в осн. состояние ядра $A\,(N,\ Z)$. Энергия аналогового Г. р. определяется разностью кулоновских энергий $\Delta\mathscr{E}_\text{к}$ ядер $A\,(N-1,\ Z+1)$ и $A\,(N,\ Z)$:

$$\mathscr{E}\,(0^+)=\Delta\mathscr{E}_\text{к}\approx 1{,}444\,ZA^{-1/3}+1{,}27\ (\text{МэВ}), \qquad (3)$$

а μ с точностью до 1—2% исчерпывает правило сумм, что связано с приближённым сохранением изоспина:

$$M_\mu^2\,(0^+)\approx N-Z. \qquad (4)$$

Энергия гамов-теллеровского резонанса в ср. ядрах лежит на 2—4 МэВ выше $\mathscr{E}\,(0^+)$ и приближается к $\mathscr{E}\,(0^+)$ с ростом A и $N-Z$. Для тяжёлых ядер (Pb—U) энергии $\mathscr{E}\,(0^+)$ и $\mathscr{E}\,(1^+)$ практически совпадают, что может означать приближённую реализацию т. н. спин-изоспиновой (вигнеровской) симметрии в тяжёлых ядрах (см. *Унитарная симметрия*). Гамов-теллеровский Г. р. исчерпывает ок. 60% своего правила сумм. Причиной может быть переход в более сложные 1^+ состояния (2ч—2д) либо влияние далёких по энергии, но сильно коллективных состояний, описывающих виртуальные возбуждения самих нуклонов ядра. Если T—изоспин аналогового Г. р. ядра $A\,(N,\ Z)$, то гамов-теллеровский Г. р. того же ядра имеет изоспин $T-1$.

Наряду с аналоговым и гамов-теллеровским Г. р. в реакциях (p, n) при энергии протонов $\sim$ 200 МэВ наблюдаются также Г. р. положительно заряж. ветви возбуждений средних и тяжёлых ядер с $L=1$, $S=1$ и $L=2$, $S=1$. Первые имеют квантовые числа $I^\pi=0^-,\ 1^-,\ 2^-$, вторые — $1^+,\ 2^+,\ 3^+$. Для ветви $\Delta Q=-1$ наблюдались: в реакции (π^-,π^+) Г. р. 0^+ $(2\hbar\omega)$; в β-распаде протонно-избыточных ядер—1^+; в μ-захвате на ядре ^{40}Ca — 1^- $(S=0,\ L=1)$, являющийся отрицат. изотопич. аналогом электрического дипольного Г. р. (рис. 5).

Распад, формирование Г. р. Как правило, Г. р. расположены при энергиях возбуждения, превышающих пороги испускания частиц из ядра, и, следовательно, распадаются преим. с вылетом нуклонов или лёгких ядер. Самые лёгкие ядра распадаются преим. с испусканием α-частиц; с ростом A возрастает доля протонного канала, однако с увеличением Z он обрезается кулоновским барьером ядра. Тяжёлые ядра распадаются в основном с испусканием нейтронов. Наблюдается также деление ядра из Г. р. $E1$ и $E2$. Распад аналоговых Г. р. идёт как с вылетом протонов, так и по нейтронному каналу (запрещённому при строгом сохранении изоспина). Изучение каналов распада Г. р. позволяет выяснить его формирование, изучить его связь с др. возбуждениями ядра, получить информацию о поведении кулоновского барьера при колебаниях ядра, распады Г. р. дают информацию о вкладе различных одночастичных состояний в структуру коллективного состояния.

Взаимодействие ядра с внеш. полем с образованием Г. р. разделяется на ряд этапов. На 1-м этапе происходит рождение частично-дырочного возбуждения, отвечающего состояниям 1ч—1д над поверхностью Ферми исходного ядра. На 2-м этапе возбуждённая пара взаимодействует с нуклонами ядра, образуя другое (1ч—1д) состояние или две частично-дырочных пары (2ч—2д-состояние). Далее образуются (3ч — 3д) и более сложные конфигурации, пока не установится статистич. равновесие.

Полная ширина Г. р. (Г) обусловлена двумя процессами: прямым распадом в область непрерывного спектра $(\Gamma^\uparrow)\Gamma^\uparrow$ и распадом (1ч — 1д)-конфигураций на более сложные многочастичные $(\Gamma_\downarrow)$. Смешивание со сложными конфигурациями приводит к потере когерентности и образованию состояний составного ядра. Макроскопически $\Gamma_\downarrow$ связано с «ядерной вязкостью», приводящей к затуханию колебаний ядра. При распаде лёгких ядер в полной ширине Г. р. преобладает $\Gamma^\uparrow$, для тяжёлых — $\Gamma_\downarrow$, причём для последних в случае $E1$ $\Gamma_\downarrow\sim$80—90% от полной ширины.

Экспериментальные методы. Г. р. возбуждаются за счёт эл.-магн. и сильного взаимодействий частиц с ядром. При взаимодействии γ-квантов с энергией 10—25 МэВ с ядром избирательно возбуждается Г. р. $E1$, т. к. длина волны γ-квантов $\lambda\gg R$, а Г. р. высших мультипольностей подавлены в отношении $(R/\lambda)^{2(L-1)}$.

Осн. метод изучения др. Г. р.— неупругое рассеяние частиц. Напр., при неупругом рассеянии быстрых электронов возбуждаются все Г. р. с $\Delta T=0$ и $\Delta T=1$, но имеет место высокий уровень фона. В неупругом рассеянии протонов также могут возбуждаться все виды Г. р., однако кинематич. особенности реакции при энергии протонов $\mathscr{E}_\text{p}\leqslant$40—50 МэВ уменьшают вероятность возбуждения Г. р. с $\Delta T=1$, $S=1$. Г. р. выделяются над фоном (связанным с прямым выбиванием протонов из ядра) при $\mathscr{E}_\text{p}>100$ МэВ.

Наилучшие результаты для изучения изоскалярных Г. р. даёт рассеяние α-частиц и ядер ^{6}Li с энергией $>$100 МэВ (рис. 4). В этих процессах запрещено возбуждение Г. р. с $\Delta T=1$ (а в случае ^{6}Li имеет место значит. снижение фона).

Для изучения зарядово-обменных резонансов используют реакции перезарядки нуклонов. В реакции (p, n) возможно возбуждение состояний как с $S=0$, так и $S=1$, причём первые возбуждаются при энергиях $\mathscr{E}_\text{p}\leqslant$40 МэВ, а вторые при $\mathscr{E}_\text{p}\sim$100—200 МэВ. В реакции (^{6}Li, ^{6}He) возможно лишь образование Г. р. с $S=1$.

Для изучения Г. р. нейтральной ветви использовались также реакции (d, d′), (^{3}He, ^{3}He′), рассеяние лёгких и тяжёлых ионов, в положит. ветви — (π^+,π^0), (^{3}He, ^{3}H), в отрицат. ветви (^{7}Li, ^{7}Be) — (n, p), (π^-,π^+), μ-захват и β-распад протонно-избыточных ядер.

Лит.: Наумов Ю. В., Крафт О. Е., Изоспин в ядерной физике, Л., 1972; Айзенберг И., Грайнер В., Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления, пер. с англ., М., 1975; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; Бертч Дж. Ф., Колебания атомных ядер, пер. с англ., «В мире науки», 1983, № 7, с. 16.

Ю. В. Гапонов, С. П. Камерджиев, А. А. Оглоблин.

ГИГАНТСКИЕ СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРА — возникают, когда оптически создаваемый *экситон* рождается в связанном состоянии. Это может быть связанное состояние экситона с примесным центром (экситонно-примесный комплекс — ЭПК) либо с др. *квазичастицей* (с др. экситоном, *магноном*, *фононом* и др.). Необходимо только, чтобы энергия связи $\mathscr{E}_\text{св}\ll\mathscr{E}_\text{э}$, где $\mathscr{E}_\text{э}$ — ширина экситонной зоны (рис.).

В спектроскопии силой осциллятора f наз. безразмерный параметр, пропорц. интенсивности оптич. перехода (произведение квадрата матричного элемента перехода на разность населённостей уровней) [1]. Возникновение Г. с. о. проявляется в том, что интенсивность поглощения света с образованием ЭПК (в

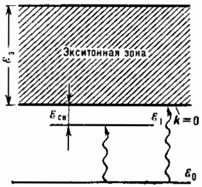


Схема энергетических уровней и оптических переходов: $\mathcal{E}_0$ — основное состояние кристалла; $\mathcal{E}_э$ — ширина экситонной зоны; $\mathcal{E}_1$ — уровень экситонно-примесного комплекса с энергией связи $\mathcal{E}_{св}$. Схема соответствует случаю, когда состояние экситона с квазиимпульсом $k=0$. в к-рое разрешён оптический переход (волнистые линии), находится на дне экситонной зоны.

расчёте на 1 примесный центр) значительно превышает интенсивность собственного экситонного поглощения $f_э$ (в расчёте на элементарную ячейку) [2]. Между силами осцилляторов соответствующих переходов существует приближённая связь $f_{эпк} \approx (\mathcal{E}_э/\mathcal{E}_{св})^{3/2} f_э$. Отсюда $f_{эпк} \gg f_э$ всякий раз, когда $\mathcal{E}_э \gg \mathcal{E}_{св}$, т. е. когда уровень ЭПК $\mathcal{E}_1$ является «мелким».

Физ. механизм возникновения Г. с. о. состоит в том, что в «мелком» ЭПК экситонное возбуждение охватывает область, значительно превышающую объём элементарной ячейки. Во всей этой области возникают когерентные колебания электрич. дипольного момента, и в результате на частоте электронного перехода в ЭПК свет поглощает целая «антенна», состоящая из примесной молекулы и близлежащих молекул осн. кристалла.

Возникновение Г. с. о. наблюдалось на *молекулярных экситонах* [3], *Ванье — Мотта экситонах* в полупроводниках (где $f_{эпк}/f_э \sim 10^4$, [4, 5]), на колебательных экситонах [6] и магнитных возбуждениях в магнитоупорядоченных кристаллах [7]. Следствие Г. с. о.— короткие радиац. времена жизни ЭПК $\tau_{рад} \sim f_{эпк}^{-1}$; в прямозонных полупроводниках $\tau \sim 10^{-9}—10^{-10}$ с, поэтому ЭПК являются осн. каналом низкотемпературной излучат. рекомбинации. Аналогичные явления наблюдались на *биэкситонах* (Г. с. о. для оптич. превращении экситона в биэкситон и короткое радиац. время жизни биэкситона).

Лит.: 1) Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 6 изд., М., 1983; 2) Рашба Э. И., Теория примесного поглощения света в молекулярных кристаллах, «Оптика и спектроскопия», 1957, т. 2, с. 568; 3) Броуде В. Л., Рашба Э. И., Шека Е. Ф., Аномальное примесное поглощение вблизи экситонных полос молекулярных кристаллов, «ДАН СССР», 1961, т. 139, с. 1085; 4) Henry C. H., Nassau K., Lifetimes of bound excitons in CdS, «Phys. Rev., Ser. B», 1970, v. 1, p. 1628; 5) Тимофеев В. Б., Яловец Т. Н., Аномальная интенсивность экситонно-примесного поглощения в кристаллах CdS, «ФТТ», 1972, т. 14, с. 481; 6) Белоусов М. В., Погарев Д. Е., Шултин А. А., Количественное исследование колебательных спектров изотопносмешанных кристаллов нитрата натрия, «ФТТ», 1978, т. 20, с.1415; 7) Еременко В. В. и др., Перестройка спектра магнитных возбуждений антиферромагнитного CoF_2 с примесью MnF_2 малой концентрации, «ЖЭТФ», 1982, т. 82, с. 813.

В. Б. Тимофеев.

ГИГА́НТСКОЕ КОМБИНАЦИО́ННОЕ РАССЕ́ЯНИЕ света — эффект, проявляющийся в увеличении (до 10^6) интенсивности линий при комбинац. рассеянии света на адсорбир. молекулах. В зарубежной литературе Г. к. р. обычно наз. поверхностно усиленным рамановским рассеянием. Молекулы для наблюдения Г. к. р. адсорбируют на специально приготовленных шероховатых поверхностях металлов (как правило, Ag, Au, Cu) или на малых (100—1000 Å) частицах благородных металлов. Подложками служат: огрублённые в результате неск. окислит.-восстановит. циклов электроды; плёнки, осаждающиеся в высоком вакууме при низких темп-рах (к-рые поддерживаются и в процессе регистрации Г. к. р.); островковые металлич. плёнки; взвеси малых металлич. частиц в водных растворах. Более слабое Г. к. р. наблюдается также для поверхностей K, Na, Al, Li.

При Г. к. р. правила отбора, характерные для обычного комбинац. рассеяния (КР), не всегда выполняются; при этом часто линии, обычно запрещённые для КР, имеют интенсивность, сравнимую с интенсивностью разрешённых линий. Кроме того, зависимости интенсивности комбинац. линий от частоты возбуждающего света для Г. к. р. и КР различны. Для Г. к. р. наблюдается, как правило, широкий максимум в видимой красной области спектра.

Механизм Г. к. р. до конца не выяснен. Установлено, что полное усиление интенсивности линий зависит от двух факторов. Один из них, приводящий к усилению $\sim 10^2—10^3$, связан с увеличением напряжённости электрич. поля, действующего на молекулу вблизи поверхности металла. Это увеличение обусловлено резонансом падающего или рассеянного эл.-магн. излучения с собственными плазменными колебаниями электронов, локализованными вблизи выступов или впадин шероховатой металлич. поверхности (или в отд. металлич. частицах). Существование такого резонансного эффекта, кроме самого усиления, позволяет также качественно объяснить форму контура возбуждения Г. к. р. и то, что наиб. усиление наблюдается на поверхностях благородных металлов, имеющих высокую отражат. способность в видимой области спектра.

Др. фактор усиления связан с изменением комбинац. поляризуемости молекулы и взаимодействующих с ней электронов металла. Это взаимодействие имеет, по-видимому, хим. природу. Величина «химического» усиления зависит от характера связи, к-рую образует адсорбир. молекула с металлом. Существуют две гипотезы хим. усиления, к-рые во мн. случаях согласуются с эксперим. данными. Первая из них основывается на экспериментально обнаруженном для нек-рых молекул (бензол, этилен) сходстве соотношения линий в спектрах Г. к. р. и спектрах характеристич. (неупругих) потерь энергии при рассеянии медленных электронов на изолир. молекулах, в процессе к-рого электрон захватывается на нек-рое время молекулой и образуется промежуточное состояние — отрицательный молекулярный ион. Сделано предположение, что при адсорбции молекулы возникает комплекс, где имеются возбуждённые электронные состояния, частота перехода в к-рые из осн. состояния соответствует частоте видимого диапазона эл.-магн. излучения, т. е. создаются условия резонанса. Возбуждённые состояния в этом случае обусловлены переносом электрона из молекулы в металл или обратно.

В др. модели хим. усиления падающий свет рассеивают не адсорбир. молекулы, а электроны металла, колебания к-рых под действием электрич. поля падающей эл.-магн. волны модулируются осцилляциями полного заряда химически адсорбированных молекул, возникающими при внутримолекулярных колебаниях.

Лит.: Гигантское комбинационное рассеяние, пер. с англ., М., 1984; Otto A., Surface-enhanced Raman scattering: «Classical» and «Chemical» origins, в кн.: Light scattering in solids, ed. by M. Cardona, G. Güntherodt, B.— [a.o.], 1984.

А. Г. Мальшуков.

ГИГРОСКОПИ́ЧНОСТЬ (от греч. hygrós — влажный и skopéō — наблюдаю) — свойство материалов поглощать (сорбировать) влагу из воздуха. Г. обладают смачиваемые водой (гидрофильные; см. *Гидрофильность и гидрофобность*) материалы капиллярно-пористой структуры (напр., древесина), в тонких капиллярах к-рых происходит конденсация влаги (см. *Капиллярная конденсация*), а также хорошо растворимые в воде вещества (поваренная соль, сахар, концентрир. серная к-та), особенно хим. соединения, образующие с водой кристаллогидраты. Кол-во поглощённой веществом влаги (гигроскопич. влажность) возрастает с увеличением влагосодержания воздуха и достигает максимума при относит. влажности 100%.

ГИДРА́ВЛИКА (греч. hydraulikós — водяной, от hýdōr — вода и aulós — трубка — прикладная наука о законах движения и равновесия жидкостей и способах приложения этих законов к решению задач инженерной практики. Являясь разделом *гидромеханики*, Г. устанавливает приближённые зависимости, ограничиваясь во мн. случаях рассмотрением одномерного движения и широко используя при этом эксперимент, как в лабораторных, так и в натурных условиях. В Г. изучают движение капельных жидкостей, считая их обычно несжимаемыми. Однако выводы Г. применимы и к газам в тех случаях, когда их плотность можно практически считать постоянной.

Г. обычно разделяют на две части: теоретич. основы, где излагаются важнейшие положения учения о равновесии и одномерном (осреднённом) движении жидкостей, и практич. Г., где эти положения и установленные эмпирич. путём закономерности применяются для решения конкретных инженерных задач. Осн. разделы практич. Г.: течение по трубам (Г. трубопроводов), течение в каналах и реках (Г. открытых русел), истечение жидкостей из отверстий и через водосливы, движение в пористых средах (*фильтрация*). Во всех разделах Г. рассматривается как установившееся (стационарное), так и неустановившееся (нестационарное) движение жидкости. При этом основными исходными ур-ниями являются *Бернулли уравнение*, *неразрывности уравнение* и эмпирич. ф-лы для определения потерь напора.

В Г. трубопроводов рассматриваются способы определения размеров труб, необходимых для обеспечения заданного расхода жидкости при заданных условиях и для решения ряда вопросов, возникающих при проектировании и строительстве трубопроводов разл. назначения (водопроводы, напорные трубопроводы электростанций, нефтепроводы, газопроводы и пр.); исследуется вопрос о распределении скоростей в трубах, что имеет большое значение для расчётов теплопередачи, устройств пневматич. и гидравлич. транспорта, при измерении расходов и т. д. Теория неустановившегося движения в трубах используется при исследовании гидравлич. удара.

В Г. открытых русел рассматриваются способы определения глубины воды в каналах при заданном расходе и уклоне дна при проектировании судоходных, оросительных, гидроэнергетич. и др. каналов, при выправит. работах на реках и др. При этом исследуются вопросы о распределении скоростей по сечению потока, расчёта движения наносов и пр.

В разделах Г., посвящённых истечению жидкости из отверстий и через водосливы, приводятся расчётные зависимости для определения необходимых размеров отверстий в разл. резервуарах, шлюзах, плотинах, водопропускных трубах и т. д., а также для определения скоростей истечения жидкостей и времени опорожнения резервуаров. Гидравлич. теория фильтрации даёт методы расчёта дебита и скорости течения жидкостей в разл. условиях безнапорного и напорного потоков (фильтрация воды через плотины, фильтрация нефти, газа и воды в пластовых условиях, фильтрация из каналов, приток к грунтовым колодцам и пр.). В Г. исследуются также движение наносов в открытых потоках и пульпы в трубах, методы измерений в натурных и лабораторных условиях, моделирование гидравлич. явлений и др. вопросы.

Практич. значение Г. возросло в связи с необходимостью транспортировки разл. жидкостей и газов. Всё чаще для этих целей вместо эмпирич. ф-л применяют методы *гидроаэромеханики* и устанавливаемые ею закономерности.

Лит.: Чугаев Р. Р., Гидравлика. (Техническая механика жидкости), 4 изд., Л., 1982; Альтшуль А. Д., Киселев П. Г., Гидравлика и аэродинамика, 2 изд., М., 1975; Емцев Б. Т., Техническая гидромеханика, М., 1978.

А. Д. Альтшуль.

ГИДРАВЛИ́ЧЕСКИЙ ПРЫЖО́К — часть потока в русле со свободной поверхностью, в пределах к-рой происходит резкий подъём уровня воды при переходе от бурного или стремит. течения к спокойному. При этом скорость v_1 стремит. течения больше волновой скорости (т. е. больше скорости распространения волн на поверхности данной жидкости $v=\sqrt{gh_1}$), а глубина h_1 меньше критич. глубины $h_{кр}$; при переходе к спокойному течению его скорость v_2 становится меньше волновой скорости, а глубина $h_2>h_{кр}$ (рис.). Участок Г. п., движение воды в к-ром носит сложный водоворотный характер, наз. вальцом. В начале Г. п. идёт захват осн. потоком масс жидкости из вальца, а в конце Г. п. жидкость осн. потока поступает в валец. Т. о., между вальцом и осн. потоком происходит обмен кол-вом движения, что ведёт к торможению осн. течения и значит. потерям энергии.

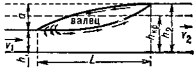


Схема гидравлического прыжка.

Глубины h_1 и h_2 до и после Г. п. наз. взаимными или сопряжёнными глубинами, а их разность (h_2-h_1) определяет высоту Г. п. Длина L участка, на к-ром происходит резкое изменение глубин потока, наз. длиной Г. п. Обычно Г. п. возникает при протекании воды через возвышение на дне русла, при вытекании из-под щита или перетекании через водослив.

Осн. задача при расчёте Г. п.— определение взаимных глубин, длины Г. п. и сопровождающих Г. п. потерь энергии. Взаимные глубины определяются соотношением

$$\frac{h_2}{h_1}=\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+8v_1^2/gh_1}-1\right)=f(Fr),$$

где $Fr=v_1^2/gh_1$ — *Фруда число*, g — ускорение силы тяжести. Длина Г. п. определяется по эмпирич. ф-лам, напр. для прямоугольных русел по ф-ле Н. Н. Павловского: $L=2{,}5\ (1{,}9\ h_2-h_1)$. Потери энергии в Г. п. в этом случае $\Delta E=(h_2-h_1)^3/4h_1h_2$. При больших числах Фруда ($Fr>2{,}5$) эти потери составляют св. 50%, т. е. Г. п.— хороший гаситель энергии. Поэтому Г. п. используется в гидротехнике, напр. для защиты от размывов ниж. бьефа плотин. Так, если истечение воды через гидротехн. сооружение происходит с образованием отогнанного Г. п., т. е. отодвинутого на нек-рое расстояние от сооружения, то во избежание размывов дна ниже сооружения устраивают водобойные колодцы, стенки, чтобы приблизить Г. п. к сооружению (т. е. превратить его в затопленный).

Лит.: Чугаев Р. Р., Гидравлика. (Техническая механика жидкости), 4 изд., Л., 1982, гл. 8.

А. Д. Альтшуль.

ГИДРАВЛИ́ЧЕСКИЙ РА́ДИУС — отношение площади S поперечного сечения потока к смоченному периметру χ, т. е. периметру части русла, находящейся под уровнем жидкости: $R=S/\chi$. Г. р. служит обобщённой характеристикой размера сечения трубы некруглой формы или открытого русла. Для круглой трубы диаметром d Г. р. $R=d/4$, для прямоугольного открытого канала большой ширины он равен глубине воды, т. е. $R=h$; для трапецеидальных каналов величина Г. р. изменяется от $R=h/2$ в глубоких и узких каналах до $R\approx h$ в широких и мелких; для течения между параллельными стенками с расстоянием b между ними $R=b/2$.

ГИДРАВЛИ́ЧЕСКИЙ УДА́Р — резкое повышение давления в трубопроводе с движущейся жидкостью, возникающее при быстром перекрытии запорных устройств, к-рое распространяется по трубопроводу в виде упругой волны со скоростью a. Г. у. может вызвать разрыв стенок труб и повреждение арматуры трубопровода. Основы теории Г. у. дал Н. Е. Жуковский (1898).

Если жидкость плотности ρ течёт со скоростью v в трубопроводе с площадью сечения S, а задвижка в конце трубопровода закрывается за время Δt, то возникает увеличение давления Δp. В слое жидкости длиной Δl, прилегающем к задвижке, теряется кол-во движения $\rho S\Delta l v$, равное импульсу внеш. сил $\Delta p S \Delta t$; отсюда

$$\Delta p=\rho v a, \qquad (1)$$

где $a=\Delta l/\Delta t$ — скорость распространения волны Г. у. (скорость упругих колебаний в стенках трубопровода и в массе жидкости). Согласно теории Жуковского:

$$a=\frac{1}{\sqrt{\rho\left(\frac{d}{\delta E_{\text{ст}}}+\frac{1}{E_{\text{ж}}}\right)}}, \tag{2}$$

где d — внутр. диам. трубы, δ — толщина стенок трубы, $E_{\text{ст}}$ и $E_{\text{ж}}$ — модули упругости материала стенок трубы и жидкости. Для стальных и чугунных труб $a\approx1000$—1350 м/с.

Образующееся при Г. у. повышение давления распространяется против течения жидкости и через время L/a (L — длина трубопровода) достигает резервуара. Здесь давление падает, и это падение давления передаётся обратно к запорному устройству с той же скоростью в виде отражённой волны (волна понижения). Циклы повышений и понижений давления чередуются через промежуток времени $2L/a$, пока этот колебат. процесс не затухает из-за затрат энергии на трение и деформацию стенок.

Ф-ла (2) действительна лишь для случая, когда $T_з<2L/a$, где $T_з$ — время закрытия запорного устройства. При $T_з>2L/a$ отражённая волна придёт к запорному устройству раньше, чем задвижка закроется, и повышение давления в трубопроводе уменьшится. В этом случае $\Delta p=2\rho Lv/T_з$. Для снижения величины Г. у. увеличивают $T_з$ и уменьшают длину L трубы, присоединяя водяные колонны, пневматич. резервуары (воздушные колпаки), устанавливая предохранит. клапаны. На Г. у. основана работа гидравлич. тарана для подачи воды на большую высоту (до $\sim$40 м).

Лит.: Жуковский Н. Е., О гидравлическом ударе в водопроводных трубах, М.— Л., 1949, с. 5; Чугаев Р. Р., Гидравлика. (Техническая механика жидкости), 4 изд., Л., 1982, гл. 9; Альтшуль А. Д., Киселев П. Г., Гидравлика и аэродинамика, 2 изд., М., 1975, гл. 15.

А. Д. Альтшуль.

ГИДРАВЛИ́ЧЕСКИЙ УКЛО́Н (гидравлический градиент) — потери уд. энергии (*напора*) жидкости на единицу длины потока:

$$I=\frac{dh}{ds}=-\frac{d}{ds}\left(\frac{v^2}{2g}+\frac{p}{\gamma}+z\right),$$

где dh — потеря напора на длине ds, выражение в скобках (трёхчлен Бернулли, см. *Бернулли уравнение*) — уд. энергия потока. В частном случае движения в трубах с пост. диаметром (равномерное движение), когда кинетич. энергия по длине потока не изменяется, Г. у. совпадает с *пьезометрическим уклоном*, а при равномерном движении в каналах — с уклоном дна канала.

ГИДРАВЛИ́ЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ — то же, что *гидродинамическое сопротивление*.

ГИДРОАКУ́СТИКА — раздел акустики, в к-ром изучаются характеристики звуковых полей в реальной водной среде для целей подводной локации, связи и др. Большое значение Г. связано с тем, что звуковые волны в океанах и морях являются единств. видом излучения, способным распространяться на значит. расстояния; часто Г. наз. акустикой океана.

На распространение звука в океане влияют разл. факторы как регулярного, так и случайного характера, к-рые зависят от свойств среды и характеристик поверхности и дна. Наиб. важная акустич. характеристика океанич. среды — скорость звука, вертикальная и горизонтальная изменчивости к-рой в осн. определяют характер распространения звука в данном районе. Макс. относит. градиенты скорости звука по вертикали на три порядка превышают макс. относит. горизонтальные градиенты. Скорость звука в океане меняется в пределах 1450—1540 м/с; её значение зависит в осн. от темп-ры, солёности, давления (глубины): повышение темп-ры воды на 1°С увеличивает скорость звука на 2—4 м/с, повышение солёности на 1‰ — примерно на 1 м/с, повышение давления на 1 атм — примерно на 0,2 м/с. Вертик. изменение темп-ры до глубин в неск. сотен м обычно достигает 10—20°С; солёность в океане близка к 35‰, меняется слабо и, как правило, лишь в приповерхностном слое. Поэтому вертик. профиль скорости звука в верх. слоях океана в осн. повторяет вертик. профиль темп-ры. На больших глубинах темп-ра и солёность мало меняются и вертик. профиль скорости звука определяется увеличением гидростатич. давления. В приповерхностном слое толщиной в неск. десятков м, перемешанном волнением, темп-ра и солёность одинаковы по глубине, скорость звука растёт с глубиной из-за увеличения гидростатич. давления. Неоднородность скорости звука по глубине приводит к вертик. рефракции звука. При расположении в океане источника звука на глубине, где скорость звука минимальна, звуковая энергия концентрируется вблизи этого горизонта, образуя природный *волновод акустический*, т. н. подводный звуковой канал, ось к-рого совпадает с минимум скорости звука. Часть звуковых лучей, не взаимодействующих с дном и поверхностью, распространяется при этом на значит.

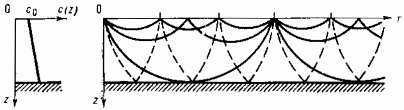


Рис. 1. Слева — вертикальный профиль скорости звука $c(z)$, справа — лучевая картина, соответствующая данному профилю скорости. Источник звука расположен у поверхности, r — расстояние по горизонтали.

расстояния (до тысяч км), особенно на низких частотах, где поглощение звука в воде мало (т. н. сверхдальнее распространение звука). Аналогичная концентрация энергии происходит и в приповерхностном звуковом канале (рис. 1), ось к-рого совпадает с поверхностью океана, однако, в отличие от подводного канала, здесь имеет место многократное отражение волн от поверхности. Если источник звука расположен выше оси подводного звукового канала, картина звукового поля осложняется (рис. 2): вблизи источника располагается ближняя освещённая зона,

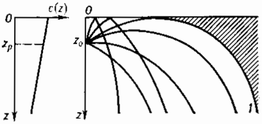


Рис. 2. Слева — вертикальный профиль скорости звука, справа — лучевая картина, соответствующая данному профилю: 1 — граничный луч, за которым начинается зона акустической тени (заштрихована).

за ней — т. н. первая зона тени, звуковое поле в к-рой обусловлено только отражением от дна и дифракцией; за зоной тени находится первая освещённая зона (первая зона конвергенции), где происходит фокусировка звуковой энергии. Далее чередование зон тени и конвергенции повторяется. Такая зональная структура характерна для случая, когда скорость звука у дна больше или равна скорости звука у поверхности. В противном случае дно как бы «отрезает» часть звуковой энергии. Обычно в океане на горизонте расположения источника ближняя освещённая зона простирается на неск. км, а первая зона конвергенции начинается с 50—60 км. В мелком море структура звукового поля ещё более усложняется из-за увеличения влияния отражений от поверхности и дна.

На распространение звука в океане существ. влияние оказывает *поглощение звука*. Для солёной морской воды характерно добавочное релаксац. поглощение, связанное с диссоциацией растворённых веществ: на частотах ниже 1 кГц оно определяется боратами (время релаксации 10^{-3} с), на частотах от неск. кГц до неск. сотен кГц в осн. обусловлено сульфатом магния (время релаксации 10^{-5} с). На килогерцевых частотах коэф. поглощения звука α для морской воды приближённо выражается соотношением $\alpha=0{,}036\ f^{3/2}$ дБ/км, где f — частота (в кГц). Коэф. поглощения зависит также от темп-ры воды, её солёности и гидростатич. давления.

На формирование акустич. полей в океане заметное влияние оказывают случайные неоднородности скорости звука и неровности границы океана. От взволнованной поверхности океана часть звуковой энергии отражается в зеркальном направлении, при этом в сигнале появляется нерегулярная компонента, обусловленная перемещающимися неровностями поверхности, а частотный спектр его расширяется. В направлениях, отличных от зеркального, распространяются рассеянные компоненты сигнала. Коэф. рассеяния звука поверхностью океана (или дном) $m=W/IS$, где W — мощность звука, рассеянного участком поверхности площадью S в единицу телесного угла, I — интенсивность падающей звуковой волны. Величина $M=10\lg m$ наз. силой рассеяния. Сила рассеяния звука поверхностью океана в обратном направлении зависит от угла падения волны, её частоты, скорости ветра и составляет от —10 до —60 дБ.

Отражение и рассеяние звуковых волн от дна происходит как на границе раздела вода — грунт, так и в самой толще дна и зависит от строения дна и частоты падающей волны; затухание звука в грунте очень велико и обычно линейно растёт с частотой. Модуль коэф. отражения звука лежит в пределах от 0,05 до 0,5 при нормальном падении, а при скользящих углах может быть близок к 1. Сила обратного рассеяния звука от дна имеет различные угловые и частотные зависимости в разных геоморфологич. районах.

Объёмное рассеяние в океане обусловлено в осн. мелкими рыбами длиной 3—10 см, имеющими газовые пузыри, к-рые образуют т. н. звукорассеивающие слои практически по всей акватории Мирового океана, исключая его полярные области. Они локализуются на глубинах 300—800 м днём, поднимаясь в верхний 200-метровый слой ночью. Коэф. объёмного рассеяния звука $m_V=W/IV$, где W — мощность, рассеянная в единицу телесного угла объёмом V. Для звукорассеивающих слоёв значения m_V в обратном направлении составляют 10^{-5}—10^{-8} $м^{-1}$ на частотах 2—50 кГц. Рассеяние в обратном направлении обусловливает одну из осн. помех гидролокации — реверберацию.

Кроме акустич. волн, излучаемых под водой для целей гидролокации, связи и т. д., в океанах и морях имеются собств. шумы. По своей природе они подразделяются: на динамич. шумы, связанные с тепловым движением молекул, поверхностным волнением, турбулентными потоками воды, синоптич. вихрями, шумом прибоя, кавитац. шумом прибоя, ударами капель дождя и т. п.; биологич. шумы, производимые животными; техн. шумы, вызванные деятельностью человека (шумы судоходства, шумы самолётов, шумы бурения дна и т. п.); сейсмич. шумы, обусловленные тектонич. процессами; шумы ледового происхождения. Как правило, шумовой фон в океане образуется мн. источниками, действующими одновременно, но осн. вклад обычно вносят шумы, связанные с поверхностным волнением, частотный спектр к-рых спадает с повышением частоты примерно на 5—10 дБ на октаву.

Акустич. методы широко используются для исследования океана. С помощью *эхолота* определяется глубина слоёв дна, с помощью профилографов — приборов, аналогичных эхолотам, но работающих на существенно более низких частотах, — структура осадочных слоёв дна. Форму поверхности дна изучают гидролокаторами бокового обзора. По рассеянию звука от биол. объектов определяют биопродуктивность данного района. С помощью сигналов, рассеянных организмами, лежащими на слое скачка темп-ры, исследуют внутр. волны. Течения прослеживаются с помощью поплавков нейтральной плавучести, оборудованных акустич. излучателями. Стационарные акустич. излучающие системы, установленные на дне, позволяют осуществить акустич. навигацию. С помощью акустич. доплеровских лагов определяют скорость судна не относительно воды, а относительно Земли, используя рассеяние звука от дна. Г. широко применяется в воен. деле (см. *Гидролокация*, *Гидролокатор*).

Лит.: Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Акустика океана, под ред. Л. М. Бреховских, М., 1974; Акустика морских осадков, под ред. Л. Хэмптона, пер. с англ., М., 1977; Урик Р. Д., Основы гидроакустики, пер. с англ., Л., 1978; Клей К., Медвин Г., Акустическая океанография, пер. с англ., М., 1980. *Ю. Ю. Житковский.*

ГИДРОАКУСТИ́ЧЕСКАЯ АНТЕ́ННА — устройство, обеспечивающее пространственно-избирательное излучение или приём звука в водной среде. Обычно Г. а. состоит из *электроакустических преобразователей* (элементов антенны), акустич. экранов, несущей конструкции акустич. развязок, амортизаторов и линий электрокоммуникаций. По способу образования пространственной избирательности Г. а. можно разделить на интерференционные, фокусирующие, рупорные и параметрические.

Пространственная избирательность интерференц. Г. а. обусловлена интерференцией акустич. колебаний, создаваемых в нек-рой точке пространства разл. участками колеблющейся поверхности антенны (режим излучения) или интерференцией электрич. напряжений на выходах отд. преобразователей антенны при падении на неё звуковой волны (режим приёма). Интерференц. Г. а. подразделяются на непрерывные, нормальная составляющая колебат. скорости активной поверхности к-рых меняется непрерывно от точки к точке (напр., антенны, излучающие через общую металлич. накладку), и дискретные, на активной поверхности к-рых могут наблюдаться разрывы ф-ции, описывающей распределение нормальной составляющей колебат. скорости. Дискретные антенны часто наз. антенными решётками

Пространственная избирательность фокусирующих Г. а. (см. *Фокусировка звука*) образуется с помощью отражающих или преломляющих границ или сред, производящих фокусировку звуковой энергии, сопровождающуюся преобразованием фронта волны (напр., из сферического в плоский).

В рупорных антеннах также используются отражающие поверхности, однако преобразования фронта волны не происходит и роль отражающих границ сводится к ограничению части пространства, в к-рую осуществляется излучение звука.

Активные поверхности параметрич. антенн совершают колебания на двух близких частотах; пространственная избирательность образуется в результате интерференции волн разностной частоты, возникающей при нелинейном взаимодействии первичных излучённых волн (т. н. волн накачки).

Осн. параметры, определяющие пространственную избирательность Г. а., — характеристика направленности и коэф. концентрации (см. *Направленность акустических излучателей и приёмников*). Способность Г. а. преобразовать энергию (обычно из электрической в акустическую при излучении и акустической в электрическую при приёме) характеризуется чувствительностью, излучаемой мощностью и уд. излучаемой мощностью.

Антенны не только обеспечивают формирование пространственной избирательности, но и позволяют управлять ею. В случае наиб. распространённого типа Г. а. — решёток — такое управление осуществляется введением амплитудно-фазового распределения, т. е. созданием заданного распределения амплитуд и фаз колебат. скоростей активных поверхностей преобразователей в режиме излучения. В режиме приёма введение амплитудно-фазового распределения обеспечивается подбором комплексных коэф. передачи устройств, включённых в каждый канал антенны между приёмником и сумматором. Введением фазового распределения можно обеспечить синфазное сложение звуковых давлений, развиваемых отд. преобразователями Г. а. в любом заданном направлении пространства, и тем самым управлять направлением макс. излучения (а в режиме приёма — направлением макс. чувствительности). Антенны, в каналы к-рых введено указанное фазовое распределение, наз. компенсированными.

Управление положением гл. максимума характеристики направленности в пространстве можно осуществлять не только посредством изменения фазового распределения, но и путём механич. поворота Г. а. или путём изменения положения компенсированного рабочего участка криволинейной поверхности (напр., круговой, цилиндрич. Г. а.). Амплитудное распределение позволяет менять форму характеристики направленности, получая желаемые соотношения между разл. элементами характеристики направленности, в частности между шириной её осн. максимума и уровнем добавочных.

Часто термин «антенна» используется в более широком смысле, охватывающем как саму антенну, так и способ обработки сигналов от её отд. элементов. В таком понимании Г. а. подразделяют на аддитивные, мультипликативные, самофокусирующиеся, адаптирующиеся и т. д. Аддитивными наз. антенны, сигналы от элементов к-рых подвергаются линейным операциям (усилению, фильтрации, временному или фазовому сдвигу) и затем складываются на сумматоре. В мультипликативных Г. а. сигналы в каналах отд. приёмников подвергаются не только линейным, но и нелинейным операциям (умножению, возведению в степень и пр.), что при малых помехах увеличивает точность определения положения источника. Самофокусирующимися наз. антенны, приёмный тракт к-рых производит автоматич. введение распределений, обеспечивающих синфазное сложение сигналов на сумматоре антенны при расположении источника звука в произвольной точке пространства. Приёмный или излучающий тракт адаптирующихся антенн производит автоматич. введение амплитудно-фазовых распределений, обеспечивающих максимизацию нек-рого, наперёд заданного параметра (помехоустойчивости, разрешающей способности, точности пеленгования и др.).

Лит.: Орлов Л. В., Шабров А. А., Расчет и проектирование антенн гидроакустических рыбопоисковых станций, М., 1974; Урик Р. Д., Основы гидроакустики, пер. с англ., Л., 1978; Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И., Нелинейная гидроакустика, Л., 1981; Смарышев М. Д., Добровольский Ю. Ю., Гидроакустические антенны, Л., 1984. *Д. М. Смарышев.*

ГИДРОАЭРОМЕХА́НИКА (механика жидкости и газа) — раздел механики, посвящённый изучению равновесия и движения жидких и газообразных сред и их взаимодействия между собой и с твёрдыми телами.

Введение. Г. — часть более общей отрасли механики — *механики сплошной среды.* Идеализир. модель сплошной среды (гипотеза сплошности) позволяет применять в Г. матем. методы, основанные на использовании непрерывных ф-ций, в частности детально разработанную теорию дифференциальных и интегральных ур-ний. При нек-рых условиях (напр., в случае сильно разреженных газов и плазмы, при свободном молекулярном течении) приходится отказаться от гипотезы сплошности и рассматривать ср. характеристики движения большого числа частиц, пользуясь методами *кинетической теории газов.*

Часть Г., в к-рой изучаемым телом являются несжимаемые (капельные) жидкости, наз. *гидромеханикой,* а её др. часть, изучающая сжимаемые среды (газы, в т. ч. воздух), составляет предмет *аэродинамики* и *газовой динамики.* Движение эл.-проводной и магн. жидкости, а также достаточно плотной плазмы в присутствии электрич. и магн. полей изучается в *магнитной гидродинамике* и в соответствующих разделах газовой динамики.

Законы движения и равновесия жидкостей (гидромеханика) представляют собой частный вид общих закономерностей, установленных для сжимаемых сред и реализующихся в случае, когда свойством сжимаемости можно пренебречь, т. е. считать плотность среды ρ во всех точках пространства постоянной и не зависящей от времени t. Исторически раньше по времени была изучена именно механика несжимаемой жидкости.

Краткий исторический очерк. Ещё в далёком прошлом были созданы такие относительно сложные аэро- и гидромеханич. устройства, как парус, весло, руль, насос. Стимулом к развитию механики, и в частности Г., послужило развитие мореплавания и воен. дела. В 4 в. до н. э. Аристотель пытался объяснить движение тел в воздухе и воде. Он считал, что воздух, смыкаясь за летящим телом, толкает его вперёд и, следовательно, не создаёт сопротивления, а сам обладает двигат. силой. Частично эта идея нашла впоследствии выражение в *Д'Аламбера — Эйлера парадоксе.* Архимед (3 в. до н. э.) открыл осн. закон *гидростатики* и создал теорию равновесия жидкостей и устойчивости плавающих тел. Много механизмов, использующих жидкости и газы, изобрёл Герон Александрийский (1 в. н. э.); упругость воздуха и пара он считал результатом соударения их мельчайших частиц.

Леонардо да Винчи, изучая полёт птиц, открыл существование сопротивления среды и подъёмной силы. Б. Паскаль установил, что давление в данной точке жидкости действует с одинаковой силой во всех направлениях (см. *Паскаля закон*). Первое теоретич. определение законов сопротивления и попытка понять природу сопротивления принадлежат И. Ньютону (I. Newton). Он же первым обнаружил сопротивление, связанное с трением жидкости о поверхность тела («сопротивление трения») — см. *Ньютона закон трения.*

Создатели теоретич. гидромеханики Л. Эйлер (L. Euler) и Д. Бернулли (D. Bernoulli) применили открытые Ньютоном законы механики к исследованию течений жидкостей и газов. Из закона сохранения массы Эйлер получил *неразрывности уравнение,* а из 2-го закона Ньютона — ур-ния движения идеальной (не обладающей вязкостью) жидкости (см. *Эйлера уравнение* гидромеханики). Бернулли вывел теорему, выражаемую *Бернулли уравнением* и представляющую собой частный вид ур-ния сохранения энергии.

В трудах Ж. Л. Лагранжа (J. L. Lagrange), О. Л. Коши (A. L. Cauchy), Г. Р. Кирхгофа (G. R. Kirchhoff), Г. Гельмгольца (H. Helmholtz), Дж. Стокса (G. Stokes), Н. Е. Жуковского, С. А. Чаплыгина и др. учёных аналитич. методы исследования безвихревых и вихревых течений идеальной жидкости (см. *Вихревое движение*) были разработаны и применены к решению множества задач, относящихся к движению жидкости в каналах, к истечению струй и движению твёрдых тел в жидкостях и газах.

В отличие от Эйлера, к-рый характеризовал движение жидкости, рассматривая изменение скоростей, давлений и др. параметров в фиксир. точках пространства, занятого жидкостью, т. е. определял поля этих параметров, Лагранж предложил изучать движение жидкости, наблюдая за траекториями индивидуальных частиц и определяя их координаты в зависимости от времени (см. *Лагранжа уравнения* в гидромеханике). Практич. значение приобрели разработанные в 19 в. теория волновых движений жидкости и теория звуковых волн (см. *Акустика*).

Осн. достижением Г. в 19 в. был переход к исследованию движения жидкостей, обладающих вязкостью и теплопроводностью. Этот переход был вызван развитием *гидравлики,* гидротехники и машиностроения (смазка трущихся частей машин). Стокс, рассматривая деформацию элементарного объёма жидкости при его перемещении, предположил что возникающие в жидкости вязкие напряжения линейно зависят от скоростей деформации жидкой частицы. Этот закон позволил дополнить ур-ния движения Эйлера членами, учитывающими силы, возникающие от действия вязкости среды. До Стокса ур-ния движения вязкой жидкости из др. соображений получил Л. Навье (L. Navier), поэтому они наз. *Навье — Стокса уравнениями*.

При исследованиях течения вязкой жидкости решающую роль играют эксперим. методы. Систематич. исследования течения вязкой жидкости в трубах проведены Г. Хагеном (H. Hagen), Ж. Пуазейлем (J. Poiseuille) и О. Рейнольдсом (O. Reynolds). В этих опытах были открыты два режима течения вязкой жидкости — ламинарный и турбулентный. Примером матем. описания *ламинарного течения* в трубах служит *Пуазейля закон*. Изучение движения вязкой жидкости по трубкам очень малого диаметра (капиллярным) было использовано в теории *фильтрации* жидкости через разл. грунты. С ростом скорости течения v или диаметра трубы d характер течения меняется — возникает *турбулентное течение*, при к-ром на общее поступат. движение накладываются изменяющиеся во времени хаотич. движения частиц жидкости, наз. пульсациями.

В 19 в. начало развиваться другое важное направление Г.— исследование течений сжимаемой сплошной среды, т. е. *газовая динамика*. Все понятия и законы термодинамики, полученные вначале для покоящихся газов, были перенесены в газовую динамику — на случай движущегося газа. Б. Риман (B. Riemann) показал, что в газе при больших скоростях движения, превышающих скорость распространения звука, может нарушаться непрерывное изменение параметров — скорости v, давления p, плотности ρ, абс. темп-ры T, характеризующих движущуюся среду, образуется *ударная волна*. У. Ранкин (W. Rankine, 1870) и П. А. Гюгоньо (P. H. Hugoniot, 1887), применив ур-ния неразрывности, движения и энергии к потоку газа, протекающему через ударную волну, связали параметры газа до и после ударной волны (см. *Гюгоньо уравнение*).

Уравнения гидроаэромеханики, методы решения задач. Система ур-ний Г., описывающая состояние движения (в частном случае — равновесия) вязкой сжимаемой сплошной среды, включает:

ур-ние неразрывности

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\mathrm{div}\,(\rho \boldsymbol{v})=0, \qquad (1)$$

ур-ния Навье — Стокса

$$\rho\frac{d\boldsymbol{v}}{dt}=\rho\boldsymbol{F}-\mathrm{grad}\,p+(\zeta+\mu)\,\mathrm{grad\,div}\,(\boldsymbol{v})+\mu\Delta\boldsymbol{v}, \qquad (2)$$

ур-ние энергии

$$c_p\rho\frac{dT}{dt}-\frac{dp}{dt}=q+\mathrm{div}\,(\lambda\,\mathrm{grad}\,T)+\{\zeta\,(\mathrm{div}\,\boldsymbol{v})^2+$$
$$+2\mu\left[\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v_y}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2\right]+ \qquad (3)$$
$$+\mu\left[\left(\frac{\partial v_x}{\partial y}+\frac{\partial v_y}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v_x}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v_y}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial y}\right)^2\right]\Bigg\},$$

ур-ние состояния

$$p=f_1(\rho,\ T),\ \ S=f_2(\rho,\ T), \qquad (4)$$

где $\boldsymbol{F}$ — вектор объёмной силы, μ, ζ — коэф. динамич. и *объёмной вязкости*, c_p — уд. теплоёмкость при пост. давлении, q — кол-во теплоты, подводимое к единице объёма в единицу времени от немеханич. причин (напр., вследствие излучения извне), λ — коэф. теплопроводности, S — энтропия. Ур-ния (2) и (3) приведены для случая, когда μ, λ и ζ=const.

Система ур-ний (1)—(4) вместе с соответствующими начальными и граничными условиями позволяет решать, в рамках принятой модели сплошной среды все осн. задачи Г. Однако аналитич. решения этих ур-ний получены только при нек-рых существ. упрощениях. Первый способ упрощения состоит в уменьшении числа независимых переменных. В случае установившихся движений из числа независимых переменных исключается время t. При установившихся плоскопараллельном и осесимметричном движениях жидкости или газа число независимых переменных сокращается до двух. Мн. аналитич. решения получены в задачах о *потенциальном течении* идеальной несжимаемой жидкости. К ур-ниям с двумя независимыми переменными сводятся также задачи об одномерных неустановившихся движениях, а задачи об одномерных *автомодельных течениях* и об одномерном установившемся движении жидкости или газа сводятся к решению обыкновенных дифференц. ур-ний. Эффективными приближёнными способами решения задач Г. оказались линеаризация ур-ний (1)—(4) и соответствующих граничных условий (метод малых возмущений) и использование асимптотич. методов. Второй путь упрощения исходной системы ур-ний состоит в рассмотрении случаев, когда несущественны к.-л. физ. свойства среды, напр. вязкость и теплопроводность ($\lambda=\mu=\zeta=0$), сжимаемость (ρ=const) и пр. В этих случаях соответствующие члены ур-ний (1)—(4) исключаются или упрощаются. Существенно упростить решение ур-ний, описывающих течение вязкой теплопроводной жидкости или газа, удалось Л. Прандтлю (L. Prandtl), выдвинувшему (1904) гипотезу о *пограничном слое*.

Развитие вычислит. математики и разработка эффективных численных методов решения систем дифференц. ур-ний в частных производных с использованием ЭВМ позволили в ряде случаев решить полную систему (1) — (4). Теоретич. решение большинства конкретных задач Г. осуществляется гл. обр. с применением численных методов.

Существ. результаты получены в решении задач Г. эксперим. методами на основе моделирования и *подобия теории* (см. также *Аэродинамический эксперимент*, *Аэродинамическая труба*). Но совр. техника имеет дело с такими течениями жидкости и газа, к-рые часто невозможно полностью исследовать на моделях. С ростом скоростей полёта, достигающих при полёте космич. кораблей десятков км/с, создание аэродинамич. труб, в к-рых воспроизводились бы осн. физ. явления, имеющие место в действительности, стало сложнейшей техн. проблемой в связи с необходимостью получать очень высокие давления и темп-ры. При этом невозможно удовлетворить всем условиям моделирования. Поэтому единств. путём решения подобных сложных задач Г. стало неразрывное сочетание эксперим. и теоретич. методов. В эксперименте производится частичное моделирование, т. е. исследуются отд. физ. явления в движущейся среде, определяющие физ. модель течения, и находятся необходимые эксперим. зависимости между характерными физ. параметрами. Теоретич. методы, основанные на точных или приближённых ур-ниях, описывающих течение, позволяют, используя данные эксперимента, объединить все физ. явления, присутствующие в движущемся газе или жидкости, и найти для данной конкретной задачи параметры течения с учётом всех этих явлений.

Основные физические явления, изучаемые гидроаэромеханикой. Исторически сложившееся разделение Г. на отд. области связано с ограничением диапазона изменения параметров движущейся среды: темп-ры, плотности, давления, хим. состава, скорости течения, вязкости, теплопроводности, электропроводности и др. В совр. Г. рассматриваются, по существу, неограниченные изменения этих параметров. В связи с созданием ракетных двигателей, работающих на разл. хим. топливах, жидких и твёрдых, полётами к др. планетам со сложным составом атмосферы, развитием трубопроводного транспорта, проникновением Г. в хим. технологию и металлургию возникла потребность в изучении движения сложных по хим. составу сред с одновременным существованием неск. фазовых состояний (газ — жидкость, газ — твёрдые частицы, жидкость — твёрдые частицы) и с учётом дробления и коагуляции частиц. Г. изучает движения как со скоростями порядка см/с и м/с (скорости морских и воздушных течений в океане и атмосфере), так и с космич. скоростями в десятки и сотни км/с (скорости полёта спутников и космич. станций, скорости истечения из сопел ракетных и эл.-ракетных двигателей). Темп-ра среды изменяется от долей К в космосе до неск. тысяч К в камерах ракетных двигателей, вблизи тел, входящих в атмосферу Земли и др. планет и до миллионов градусов внутри Солнца и звёзд (астрофизика). В очень широких пределах изменяется и давление движущихся сред: от 10^{-2}—10^{-4} Па при истечении в вакуум (в космосе или в спец. испытат. барокамерах) до 10^{9}—10^{10} Па в нек-рых испытат. установках, на больших глубинах в океане и пр. Необходимость изучения турбулентных и др. пульсац. течений, детонации, сильных взрывов, включая ядерные, а также создание эксперим. установок с высокими параметрами, но очень коротким (10^{-2}—10^{-6} с) временем работы повлекли за собой интенсивное исследование нестационарных процессов.

Изменение в широких пределах параметров сложной по составу изучаемой среды приводит к возникновению в ней физ.-хим. процессов, к-рые оказывают воздействие на законы её движения. По мере роста темп-ры движущегося газа возбуждаются вращат. и колебат. степени свободы молекул, происходит диссоциация двух- и многоатомных молекул, компоненты смеси газов вступают в хим. реакции между собой и с материалом поверхности обтекаемых тел. Параллельно с этими процессами при более высоких темп-рах начинается ионизация газа, вследствие чего он становится эл.-проводным, происходят электронные переходы и связанное с ними излучение света и теплоты газовой смесью.

Возникновение физ.-хим. процессов в жидкостях и газах и одноврем. существование разл. фазовых состояний сильно усложняют описание и изучение движения сплошных сред. В ур-ния (1)—(4) добавляются новые члены, учитывающие эти процессы, и в систему включаются новые ур-ния (ур-ния хим. кинетики, ур-ния переноса излучения и др.), что в большинстве случаев требует разработки новых методов решения. Для расчётов по этим ур-ниям необходимо знать скорости соответствующих физ. и хим. процессов и параметры, характеризующие взаимодействие нейтральных и заряж. частиц между собой и с обтекаемыми телами. К числу этих параметров относятся, в первую очередь, скорости разл. хим. реакций в сложных по составу смесях молекул и атомов, коэф. излучения и поглощения молекул разл. веществ в разл. областях спектра и в широком диапазоне изменения давлений и темп-р, эффективные сечения столкновения частиц и т. п.

Прикладные задачи гидроаэромеханики. Методами Г. решаются разл. техн. задачи во мн. отраслях науки и техники: в авиации, баллистике и ракетостроении, кораблестроении и энергомашиностроении, при создании хим. аппаратов и изучении биол. процессов (напр., кровообращения), задачи теплопередачи и переноса примесей, загрязняющих окружающую среду, гидротехн. строительства, ветровой и гидроэнергетики, метеорологии и гляциологии, теории горения, взрыва, детонации, астрофизики и космогонии и т. п. Но все задачи Г. сводятся по существу к решению неск. осн. задач:

1. Определение сил сопротивления, действующих на движущиеся в жидкости или газе тела и их элементы, что даёт возможность найти необходимую мощность двигателей, приводящих тело в движение, и траектории движения тел. Силы сопротивления зависят от формы тела, поэтому возникает задача определения наивыгоднейшей формы тел. Все тела, движущиеся под воздействием силы тяги двигателей, должны иметь миним. аэродинамич. или гидродинамич. сопротивление, поэтому самолёты, ракеты, подводные и надводные корабли имеют вытянутую удлинённую (т. е. удобообтекаемую) форму. При спуске на планеты, обладающие атмосферой, спускаемые тела должны иметь др. форму, обеспечивающую большое *аэродинамическое сопротивление*, способствующее быстрому торможению в атмосфере, поэтому они имеют малое удлинение и плохообтекаемую форму.

2. Определение наивыгоднейшей формы каналов разл. газовых и жидкостных машин и их элементов: реактивных двигателей самолётов и ракет, газовых, водяных и паровых турбин эл.-станций, центробежных и осевых компрессоров и насосов, сопел и диффузоров и др.

3. Определение параметров газа или жидкостей вблизи поверхности твёрдых тел для учёта силового, теплового и физ.-хим. воздействия на них со стороны потока газа или жидкости (см. также *Аэродинамический нагрев*, *Теплозащита*).

4. Исследование движения воздуха в атмосфере и воды в морях и океанах с помощью ур-ний и методов Г. К этому же классу примыкают задачи о распространении ударных и взрывных волн и струй реакт. двигателей в воздухе и воде, о переносе примесей и выбросов в атмосферу и водоёмы и т. п. Цель решения подобных задач состоит в получении полных распределений (полей) параметров — темп-ры, давления, концентрации, влажности и т. п.— в зависимости от времени.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., ч. 2, 4 изд., М., 1963; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986; Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., М., 1949; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Кларк Д., Макчесни М., Динамика реальных газов, пер. с англ., М., 1967; Седов Л. И., Механика сплошной среды, т. 1—2, 4 изд., М., 1983—84.

С. Л. Вишневецкий.

ГИДРОДИНА́МИКА — раздел *гидромеханики*, в к-ром изучается движение несжимаемых жидкостей и их взаимодействие с твёрдыми телами или поверхностями раздела с др. жидкостью (газом). Осн. физ. свойствами жидкостей, лежащими в основе построения теоретич. моделей, являются непрерывность, или сплошность, лёгкая подвижность, или *текучесть*, и *вязкость*. Большинство капельных жидкостей оказывает значит. сопротивление сжатию и считается практически несжимаемыми.

Методы Г. позволяют рассчитывать скорость, давление и др. параметры жидкости в любой точке занятого жидкостью пространства в любой момент времени. Это даёт возможность определить силы давления и трения, действующие на движущееся в жидкости тело или на стенки канала (русла), являющиеся границами для потока жидкости. Методы Г. пригодны и для газов при скоростях, малых по сравнению со скоростью звука, когда газы ещё можно считать несжимаемыми.

В теоретич. Г. для описания движения несжимаемой (ρ=const) жидкости пользуются *неразрывности уравнением*

$$\operatorname{div} \boldsymbol{v} = 0 \qquad (1)$$

и *Навье — Стокса уравнениями*

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \boldsymbol{F} - \frac{1}{\rho}\operatorname{grad} p + \nu\Delta\boldsymbol{v}, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{v}$ — вектор скорости, $\boldsymbol{F}$ — вектор внешних массовых сил, действующих на весь объём жидкости, t — время, ρ — плотность, p — давление, ν — коэф. кинематич. вязкости. Ур-ние (2) приведено для случая постоянного коэф. вязкости. Искомые параметры $\boldsymbol{v}$ и p являются в общем случае ф-циями четырёх независимых переменных — координат x, y, z и времени t. Для решения этих ур-ний необходимо задать начальные и граничные условия. Нач. условиями служит задание в нач. момент времени (обычно при t=0) области, занятой жидкостью, и состояния движения. Граничные условия зависят от вида границ. Если граница области — неподвижная твёрдая стенка, то частицы жидкости к ней «прилипают» вследствие вязкости и граничным условием является обращение в нуль всех составляющих скорости на стенке: $v=0$. В идеальной жидкости, не обладающей вязкостью, это условие заменяется условием «непротекания» (в нуль обращается только нормальная к стенке составляющая скорости: $v_n=0$). В случае подвижной стенки скорость перемещения любой точки поверхности и скорость частицы жидкости, прилегающей в этой точке, должны быть одинаковы (в идеальной жидкости должны быть одинаковы проекции этих скоростей на нормаль к поверхности). На свободной поверхности жидкости, граничащей с пустотой или с воздухом (газом), должно выполняться граничное условие $p(x, y, z, t)=\text{const}=p_a$, где p_a — давление в окружающем пространстве. Поверхность, удовлетворяющая этому условию, в ряде задач Г. моделирует поверхность раздела жидкости с газом или паром.

Решения систем ур-ний (1) и (2) получены лишь при различных упрощающих предположениях. В отсутствие вязкости (модель идеальной жидкости, в к-рой $\nu=0$) они сводятся к *Эйлера уравнениям* Г. При описании течений жидкости с малой вязкостью (напр., воды) можно упростить ур-ния Г., пользуясь гипотезой о *пограничном слое*. К упрощению ур-ний Г. приводит также уменьшение числа независимых переменных до трёх — x, y, z или x, y, t, двух — x, y или x, t и одной — x. Если движение жидкости не зависит от времени t, оно наз. установившимся или стационарным. При стационарном движении $dv/dt=0$.

Наиб. развиты методы решения ур-ний идеальной жидкости. Если внешние массовые силы обладают потенциалом: $\boldsymbol{F}=\text{grad}\,U$, то при стационарном течении ур-ние (2) после интегрирования даёт интеграл Бернулли (см. *Бернулли уравнение*) в виде

$$U+\frac{v^2}{2}+\frac{p}{\rho}=\Gamma, \qquad (3)$$

где Г — величина, сохраняющая пост. значение на данной линии тока. Если массовые силы — это силы тяжести, то $U=gz$ (g — ускорение свободного падения) и ур-ние (3) можно свести к виду

$$z+\frac{v^2}{2g}+\frac{p}{g\rho}=\frac{\Gamma}{g}, \qquad (4)$$

обычно используемому в *гидравлике*. При безвихревом движении отсутствует вращение частиц в каждой точке жидкости, т. е. имеет место *потенциальное течение* и скорость $v=\text{grad}\varphi$, где φ — потенциал скорости. Для потенциального течения найдены решения многих частных задач: задачи о безотрывном обтекании плоских контуров, о струйных течениях, волновых движениях жидкости, об источниках и стоках, о потенциале простого и двойного слоёв и др. (см. также *Гармоническая функция*).

Успешно решены также мн. задачи о вихревых и волновых движениях идеальной жидкости (о вихревых нитях, слоях, вихревых цепочках, системах вихрей, о волнах на поверхности раздела двух жидкостей, о капиллярных волнах и др.). Развитие вычислит. методов Г. с использованием ЭВМ позволило решить также ряд задач о движении вязкой жидкости, т. е. получить в нек-рых случаях решения полной системы ур-ний (1) и (2) без упрощающих предположений. В случае *турбулентного течения*, характеризуемого интенсивным перемешиванием отдельных элементарных объёмов жидкости и связанным с этим переносом массы, импульса и теплоты, пользуются моделью «осреднённого» по времени движения, что позволяет правильно описать осн. черты турбулентного течения жидкости и получить важные практич. результаты.

Наряду с теоретич. методами изучения задач Г. применяется лаб. гидродинамич. эксперимент на моделях, основанный на *подобия теории*. Для этого используют как спец. гидродинамич. моделирующие установки (гидротрубы, гидроканалы, гидролотки), так и *аэродинамические трубы* малых скоростей, ибо при малых скоростях рабочее тело (воздух) можно считать несжимаемой жидкостью.

Разделами Г. как составной части гидроаэромеханики являются теория движения тел в жидкости, теория *фильтрации*, теория волновых движений жидкости (в т. ч. теория приливов), теория *кавитации*, теория глиссирования. Движение неньютоновских жидкостей (не подчиняющихся закону трения Ньютона) рассматривается в *реологии*. Движение эл.-проводных жидкостей в присутствии магн. полей изучает *магнитная гидродинамика*. Методы Г. позволяют успешно решать задачи гидравлики, гидрологии, русловых потоков, гидротехники, метеорологии, расчёта гидротурбин, насосов, трубопроводов и др.

Лит.: Лэмб Г., Гидродинамика, пер. с англ., М.— Л., 1947; Седов Л. И., Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, 3 изд., М., 1980; Биркгоф Г., Гидродинамика, пер. с англ., М., 1963. См. также лит. при ст. *Гидроаэромеханика*.

С. Л. Вишневецкий.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ — устройство, преобразующее часть энергии турбулентной затопленной струи жидкости в энергию акустич. волн. Работа Г. и. основана на генерировании возмущений в жидкой среде при взаимодействии вытекающей из сопла струи с препятствием определ. формы и размеров либо при принудит. периодич. прерывании струи. Эти возмущения оказывают обратное действие на основание струи у сопла, способствуя установлению автоколебат. режима. Механизм излучения звука может быть различным в зависимости от конструкции Г. и., к-рая принципиально отличается от конструкций *газоструйных излучателей*, т. к., во-первых, вытекание жидкости из сопла со сверхзвуковой скоростью осуществить невозможно, а во-вторых, использование резонирующего

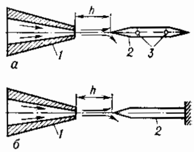


Рис. 1. Принципиальная конструкция пластинчатых гидродинамических излучателей с креплением пластинки: *а* — в узловых точках; *б* — консольно; *1* — сопло; *2* — пластинка; *3* — точки крепления (узлы колебаний).

объёма для Г. и. неэффективно ввиду относительно невысокого коэф. отражения звука на границе жидкость — металл.

Наиб. распространение получили пластинчатые Г. и., состоящие из погружённых в жидкость прямоугольного щелевого сопла и заострённой в сторону струи пластинки, к-рая крепится в узловых точках (рис. 1, *а*) либо

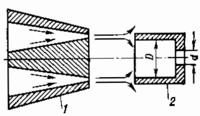


Рис. 2. Конструкция гидродинамического излучателя с кольцевым соплом *1* и полым цилиндром *2* (*D* — диаметр цилиндра, *d* — диаметр отверстия в его дне).

консольно (рис. 1, *б*). При натекании на пластинку потока жидкости в ней возбуждаются изгибные колебания. Для генерирования интенсивных колебаний необходимо, чтобы собств. частота пластинки и частота автоколебаний струи совпадали. В др. модификации Г. и. используется кольцевое щелевое сопло *1* (рис. 2), образованное двумя конич. поверхностями, и полый цилиндр *2*, к-рый может быть разрезан вдоль образующих так, что создаётся система расположенных по окружности консольных пластин.

Излучение Г. и. возможно также за счёт пульсации кавитац. области, образующейся между соплом и препятствием. В этом случае интенсивность колебаний определяется отношением диаметра лунки на торце отражателя к диаметру сопла. Существуют также роторные Г. и., работа к-рых подобна работе *сирен* и сводится к периодич. прерыванию струи жидкости.

Г. и. излучают акустич. колебания в широком частотном диапазоне — от 0,3 до 35 кГц с макс. интенсивностью порядка 1,5—2,5 Вт/см^2. Г. и. применяются для интенсификации разл. технол. процессов, приготовления высококачеств. эмульсий из несмешивающихся друг с другом жидкостей, диспергирования твёрдых частиц в жидкостях, ускорения процессов кристаллизации в растворах, расщепления молекул полимеров, очистки стального литья после прокатки и т. д.

Лит.: Гершгал Д. А., Фридман В. М., Ультразвуковая технологическая аппаратура, 3 изд., М., 1976; Константинов Б. П., Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде, Л., 1974; Назаренко А. Ф., Об одном механизме гидродинамического звукообразования, «Акуст. ж.», 1978, т. 24, № 4, с. 573.

А. Ф. Назаренко.

ГИДРОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ — сила, действующая на тело и препятствующая его движению в жидкости (газе), а также сила, действующая на жидкость (газ) и препятствующая движению жидкости, соприкасающейся на границах потока с др. телами — твёрдыми, жидкими или газообразными. Г. с. направлено в сторону, противоположную движению. Определение Г. с. — одна из осн. задач *гидроаэромеханики*, решение к-рой позволяет найти необходимую тягу двигат. установок летат. аппаратов, морских и речных судов, скорость их движения, требуемые мощности энергоустановок, насосных и компрессорных станций, рассчитывать газовые, воздушные и гидравлич. сети, сантехн. и вентиляц. устройства и др.

Г. с. — результат воздействия разностей давлений, возникающих при обтекании тел и касат. напряжений, действующих на границах соприкосновения тела и жидкости (газа) и состоит из сопротивления давления и сопротивления трения. Первое представляет собой проекцию на направление движения равнодействующей нормальных, а второе — касательных к поверхности составляющих силы, с к-рой жидкость действует на каждый элемент поверхности тела.

Сопротивление давления $X_д$ представляют как произведение разности давлений на передней и задней сторонах обтекаемого тела на площадь его миделевого сечения S. Разность давлений Δp пропорциональна скоростному напору $q=\rho v^2/2$, где ρ — плотность жидкости (газа), v — скорость жидкости или тела. Сопротивление трения $X_{тр}$ также пропорционально q и площади соприкосновения тела с жидкостью; при известной форме тела эту площадь можно выразить через S. Полное Г. с. $X=X_д+X_{тр}=c_x Sq$, где c_x — безразмерный коэф. сопротивления, зависящий от подобия критериев — *Рейнольдса числа Re* и *Маха числа М*.

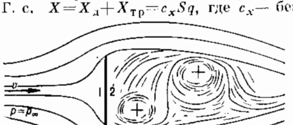


Рис. 1.

Если тело произвольной формы движется равномерно в безграничной жидкости, лишённой трения, так, что жидкость смыкается за телом, сопротивление давления $X_д$ равно нулю (см. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*). При движении тела в вязкой жидкости за телом образуются вихри, не позволяющие жидкости (газу) смыкаться за телом, и сопротивление давления не равно нулю. Часть кинетич. энергии движущегося тела затрачивается на образование, отрыв и движение вихрей и по мере их рассеивания необратимо превращается в теплоту. Необратимо переходит в теплоту и часть кинетич. энергии, расходуемая на преодоление сопротивления трения $X_{тр}$. Гл. часть Г. с. плохо обтекаемых тел (напр., пластинки, перпендикулярной потоку, — рис. 1) составляет сопротивление давления, а для хорошо обтекаемых тел (напр., тонкой пластинки, движущейся в своей плоскости, — рис. 2) Г. с. почти полностью состоит из сопротивления трения.

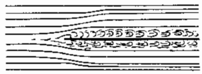


Рис. 2.

При движении тела на поверхности или вблизи поверхности тяжёлой жидкости возникает дополнительно волновое сопротивление. В случае движения тел в воздухе или ином газе Г. с. наз. *аэродинамическим сопротивлением*, к-рое подразделяют на составляющие: *донное сопротивление*, *индуктивное сопротивление* и волновое сопротивление.

Г. с., возникающее при движении жидкости (газа) по трубам, каналам, открытым руслам, обычно наз. гидравлич. сопротивлением. В этом случае часть энергии (напора) движущейся жидкости (газа) затрачивается на преодоление внутреннего (между частицами жидкости) и внешнего (между движущейся жидкостью или газом и ограничивающими поверхностями) трения в плавных участках тракта, а также на образование и отрыв вихрей в неплавных участках — при резких поворотах, расширениях или сужениях русла, перетекании через запорные и регулирующие устройства, решётки, фильтры и т. п. Энергия или напор движущейся жидкости (газа), затраченная на преодоление Г. с., наз. потерянной энергией (или напором) или просто потерями. Потери на трение зависят, в первую очередь, от длины рассматриваемого участка. Они определяются по ф-ле Вейсбаха: $\Delta p_0=\zeta_{тр}\rho v_{ср}^2/2$, а все потери на местные сопротивления вычисляются по ф-ле $\Delta p_0=\zeta_м\rho v_{ср}^2/2$. Здесь Δp_0 — потери полного давления, $v_{ср}$ — ср. скорость жидкости (газа) перед входом в рассматриваемый участок, $\zeta_{тр}$ и $\zeta_м$ — безразмерные коэф. потерь на трение и местные сопротивления, зависящие от распределения скоростей по сечению перед входом потока в рассматриваемый участок и от чисел Re и M. В соответствии с ф-лой Вейсбаха $\zeta_{тр}=\lambda l/d_г$, где λ — коэф. трения, l — длина, а $d_г$ — гидравлич. диаметр канала. Для определения λ существуют разл. теоретические и эмпирич. ф-лы, учитывающие их зависимость от Re, M и шероховатости поверхности. Полное Г. с. участка канала $\zeta=\zeta_м+\zeta_{тр}$.

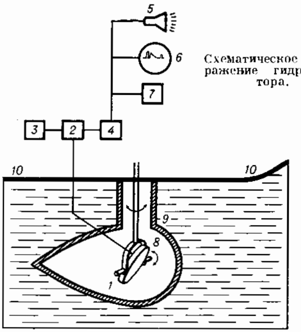
Теоретич. расчёт Г. с. возможен лишь в простейших случаях (напр., при безотрывном обтекании нек-рых хорошо обтекаемых тел или при течении жидкости по прямой цилиндрич. трубе), поэтому в технике Г. с. определяют по эмпирич. зависимостям c_x и ζ от критериев подобия, полученным на основании многочисл. эксперим. исследований.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Идельчик И. Е., Справочник по гидравлическим сопротивлениям, 2 изд., М., 1975; Альтшуль А. Д., Киселев П. Г., Гидравлика и аэродинамика, 2 изд., М., 1975.

С. Л. Вишневецкий.

ГИДРОЛОКА́ТОР — гидроакустич. устройство, осуществляющее излучение, приём и обработку акустич. сигналов с целью обнаружения, определения местоположения и параметров движения отражающего или рассеивающего акустич. волны подводного объекта (см. *Гидролокация*). Расстояние до объекта обычно определяется по времени прохождения эха от момента излучения импульсного сигнала (см. *Импульс акустический*) до его приёма. Направление на объект определяется по направлению прихода эхо-сигнала с учётом рефракции в данном районе. Скорость объекта по единичной посылке рассчитывается по *Доплера эффекту*; одновременно доплеровский сдвиг частоты позволяет отстроиться от ревербeрац. помехи (см. *Реверберация*), вызванной рассеянием посланного сигнала на неоднородностях среды.

Осн. узлы Г. (рис.): приёмно-излучающая *гидроакустическая антенна 1*; реле приёма-передачи *2*; передающий тракт *3*; приёмный тракт *4*; блок слухового контроля *5*; электронно-лучевой индикатор *6*; регистратор *7*.



Схематическое изображение гидролокатора.

Для предохранения от разрушения и для уменьшения гидродинамич. помех приёмно-излучающую антенну и механизм поворотного устройства *8* помещают в обтекатель *9*, к-рый выдвигается из днища *10* судна или стационарно закреплён на нём. Приёмный тракт обычно снабжён временной автоматич. регулировкой усиления. В Г. используют ненаправленное излучение, а приёмное устройство работает так, что обеспечивается круговой обзор всех объектов, находящихся в пределах радиуса наблюдения (напр., используется гидроакустич. антенна с веерной характеристикой направленности и электронно-лучевой индикатор кругового обзора). Распространение получили также Г. бокового обзора, приёмно-излучающая антенна к-рых обладает узкой диаграммой направленности в горизонтальной плоскости и широкой — в вертикальной; максимум диаграммы ориентируется перпендикулярно движению судна. Излучённый импульс при распространении последовательно озвучивает клиновидную полоску дна и рассеивается на его неровностях; принятый сигнал регистрируется на самописце как в *эхолоте*. В результате при движении судна получается карта рельефа дна в прямоуг. координатах. Как правило, такие гидролокаторы предназначены для работы в мелководных районах.

Лит. см. при ст. *Гидролокация*. *Ю. Ю. Житковский.*

ГИДРОЛОКА́ЦИЯ — определение места нахождения подводного объекта либо по звуковым сигналам, испускаемым самим объектом (пассивная Г.), либо по отражению или рассеянию от объекта специально излучённого звукового сигнала (активная Г.). Объектами могут быть надводный корабль, подводная лодка, косяк рыб, скала на дне и пр.

При пассивной Г. (шумопеленговании) направление на источник звука определяют, исследуя пространственную структуру звукового поля, создаваемого источником. При этом используются разл. методы пеленгования: максимальный, когда остронаправленную *гидроакустическую антенну* располагают так, чтобы принятый сигнал был максимальным; нулевой, где используют две антенны, диаграммы направленности к-рых так сдвинуты друг относительно друга, чтобы суммарная диаграмма имела глубокий минимум, направление на источник звука получают по минимуму сигнала от него; этот способ имеет большую точность из-за того, что крутизна диаграмм направленности антенн вблизи нуля существенно больше, чем вблизи максимума; фазовый, в к-ром определяют разность фаз между сигналами, принятыми двумя разнесёнными в пространстве приёмными антеннами; корреляционный — разновидность фазового, в нём по измерению взаимной корреляции определяют относительный временной сдвиг прихода сигнала на два разнесённых приёмника. Как правило, используется комбинация неск. методов, при этом азимутальное направление на объект соответствует измеренному, а для определения истинного направления по вертикали следует вводить поправку на рефракцию (рис.). Расстояние до объекта и траекторию его перемещения можно определять, измеряя направление на него из неск. точек, разнесённых в пространстве.

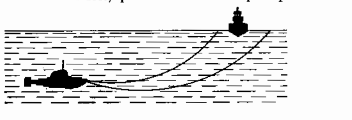


Схема работы гидролокатора. Ход лучей соответствует типичным условиям полярных районов.

Шумопеленгаторные системы могут устанавливаться как на подводных лодках, так и на надводных кораблях. Наиб. эффективны стационарные пассивные системы, в виде протяжённых антенн, содержащих большое кол-во *гидрофонов*; данные от этих антенн по кабелю передаются на береговые станции обработки. Пассивные системы используются также в гидроакустич. радиобуях, к-рые, как правило, сбрасываются с самолётов-разведчиков и с помощью приёмной радиоаппаратуры, находящейся на этих самолётах, позволяют быстро оценить гидроакустич. обстановку в данном районе. Определение направления на шумящий объект пассивным методом используется и в самонаводящихся торпедах.

При активной Г. используется отражённый или рассеянный объектом сигнал, поэтому в активной локации создаётся мощное направленное излучение *импульсов акустических* с заполнением несущей частотой. При этом направление на объект определяется аналогично пассивному методу, а расстояние R до объекта по времени t, прошедшему от излучения импульса до прихода эхо-сигнала: $R=ct/2$, где c — скорость звука в воде. Наряду с разрешающей способностью по расстоянию, осн. характеристикой *гидролокаторов* является дальность обнаружения, зависящая от мощности излучаемого звука, уровня акустич. помех и условий распространения звука в водной среде. Выбор частоты заполнения зависит от назначения гидролокатора. Для дальнего обнаружения на расстояниях в десятки км и более используют НЧ порядка единиц кГц, к-рые слабо поглощаются в морской воде; однако при этом необходимо применение приёмно-излучающих антенн очень больших размеров. Высокочастотные гидролокаторы более компактны, однако дальность их действия не превышает неск. км. Напр., для рыбопоиска используют обычно частоты от десятков до сотен кГц. Длительность импульсов τ также меняется в широких пределах; она определяет разрешающую способность по расстоянию $\Delta R=c\tau/2$. Иногда применяется квазинепрерывный сигнал с частотномодулир. заполнением для определения расстояния; используются и др. более сложные сигналы, напр. шумовые с последующей корреляц. обработкой. Осн. помехами в активной Г. являются собств. шумы океана и реверберация, обусловленная рассеянием звука поверхностью дном и толщей воды. Для выделения сигнала на фоне помех используют разл. методы, в частности метод накопления, основанный на том, что сигнал, отражённый от объекта, складывается по давлению, как регулярный, а шумовой — по интенсивности. Увеличение мощности излучения улучшает отношение сигнал/шум, однако реверберац. помеха при этом не меняется, её можно уменьшить, укорачиван длительность посылки или сужан диаграмму направленности системы, но в последнем случае увеличивается время, необходимое на просмотр сигналов с разл. направлений.

Дальность действия гидролокаторов часто ограничивается неблагоприятными условиями распространения звука (см. *Гидроакустика*). В зависимости от типа систем, условий распространения, характеристик лоцируемого объекта дальность действия гидролокаторов меняется от неск. сотен м до неск. сотен км.

Лит.: Хортон Дж. У., Основы гидролокации, пер. с англ., Л., 1961; Подводная акустика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1965—70; Тюрин А. М., Сташкевич А. П., Таранов Э. С., Основы гидроакустики, Л., 1966.

Ю. Ю. Житковский.

ГИДРОМАГНИ́ТНОЕ ДИНА́МО — механизм усиления или поддержания стационарного, в частности колебательного, состояния магн. поля гидродинамич. движениями проводящей среды (плазмы).

Идею о том, что движения плазмы могут приводить к усилению магн. поля, выдвинул Дж. Лармор (J. Larmor) в 1919 в связи с объяснением природы магнетизма Земли и Солнца. Происхождение и наблюдаемые изменения космич. магн. полей в большинстве случаев связывают с действием Г. д. Делаются попытки лаб. конструирования Г. д. и учёта эффекта Г. д. в энергетич. установках с движущимся жидкометаллич. теплоносителем. Назв. «Г. д.» возникло из-за схожести процесса с работой динамо-машины (генератора тока). Особенность Г. д. состоит в том, что оно должно быть самовозбуждающимся, т. е. не поддерживающимся за счёт внеш. источников поля. В теоретич. отношении наиб. разработана т. н. проблема кинематич. Г. д., к-рую можно сформулировать след. образом. Пусть в объёме плазмы с заданной проводимостью поддерживаются к.-л. гидродинамич. движения и создано слабое магн. поле, не поддерживаемое далее внеш. источниками. Если со временем поле в рассматриваемом объёме не убывает, несмотря на действие омической диссипации, то имеет место Г. д.

Теория Г. д. является разделом *магнитной гидродинамики*. Релятивистские эффекты, токи смещения в теории Г. д. обычно не учитываются. В этом приближении магн. поле не зависит от системы отсчёта и можно пользоваться представлением о магн. силовых линиях.

Возможность усиления начального (затравочного) магн. поля движениями среды связана с т. н. вмороженностью магн. поля в плазму. При полном пренебрежении омической диссипацией магн. силовые линии можно считать «приклеенными» к движущейся среде, так что движения среды увлекают за собой поле. Магн. линия, к-рая проходила через к.-л. две близкие частицы среды, будет проходить через них и в дальнейшем. В условиях вмороженности поток магн. поля через площадь любого движущегося со средой контура (магнитный поток) сохраняется. Это позволяет усиливать магн. поле, деформируя (напр., сжимая) контур. С др. стороны, движения, как правило, запутывают магн. линии, уменьшая характерный масштаб поля, что делает необходимым учёт магн. диффузии и диссипации. Относит. роли усиления поля движениями плазмы и диффузионно-диссипативного эффекта характеризуются безразмерным отношением $4\pi\sigma lv/c^2=Re_m$ — магн. числом Рейнольдса (l, v — характерные масштаб и скорость движений, σ — проводимость плазмы). Необходимое условие работы Г. д. заключается в том, чтобы Re_m превышало нек-рое значение $Re_{m\text{к}}\gtrsim 10$. В космич. плазме Re_m, как правило, очень велико и этот критерий выполнен с большим запасом. В лаб. и техн. установках из-за ограниченности их размеров значения Re_m обычно невелики и удовлетворение необходимого критерия требует спец. условий.

К достаточным условиям работы Г. д. относится ряд ограничений на геом., точнее топологич., свойства течения. Для случая, когда рассматривается поведение магн. поля при заданном течении плазмы (кинематич. динамо), эти ограничения достаточно полно установлены. В частности, Г. д. невозможно, когда движение однородно-проводящей жидкости происходит вдоль сферич. или плоских поверхностей. При движении вдоль поверхностей др. типов, напр. цилиндрич. или тороидальных, Г. д. возможно. Магн. поле при этом (если пренебречь его влиянием на движение) растёт экспоненциально со временем. Однако скорость роста поля существенно зависит от Re_m и оказывается малой при больших Re_m (медленное динамо). Наглядной иллюстрацией такого динамо может служить модель, предложенная в 1950 Х. Альвеном (H. Alfvén). Первонач.

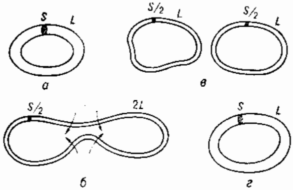


Рис. 1. Иллюстрация работы медленного динамо.

петля магн. поля (длина L, площадь сечения S) растягивается вдвое (рис. 1). Затем вдоль одного из диаметров происходят сближение двух противоположно направленных участков поля и разделение петли на две под действием магн. диффузии. После наложения двух получившихся петель путём сдвига получается удвоенная петля с диаметром, равным начальному, и магн. потоком через поперечное сечение петли, вдвое большим исходного (за счёт увеличения вдвое числа силовых линий). Затем процедура повторяется. Строгими примерами медленного динамо являются решения ур-ний Г. д. для винтового движения вдоль цилиндрич. поверхностей, для системы из неск. сфер, вращающихся вокруг своих осей, или тороидальных вихрей, погружённых в среду с конечной проводимостью.

Принципиально иной тип Г. д. представляет собой механизм роста поля со скоростью, не стремящейся к

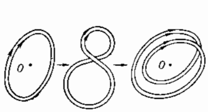


Рис. 2. Усиление магнитного поля путём перекручивания и удвоения петель (быстрое динамо).

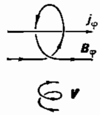


Рис. 3. Гидромагнитное динамо среднего магнитного поля при наличии средней спиральности поля скорости.

нулю (или отрицат. значению) при $Re_m\to\infty$ (быстрое динамо). Наглядная иллюстрация такой возможности предложена в 1971 Я. Б. Зельдовичем. Начальное тороидальное поле растягивается вдвое, складывается в восьмёрку, затем петли восьмёрки совмещаются (рис. 2). При каждом повторении этой операции происходит двукратное усиление магн. поля. В отличие от случая, показанного на рис. 1, время удвоения магн. потока здесь не зависит от магн. диффузии.

Быстрое динамо реализуется в турбулентной среде. Принято рассматривать поля скорости со случайными статистич. характеристиками. Для таких течений удаётся достигнуть существ. упрощения задачи и построить решения типа быстрого динамо для ср. поля и его *корреляционной функции*. Как было показано М. Штенбеком (M. Steenbeck), Ф. Краузе (F. Krause) и К.-Х. Рэдлером (K.-H. Rädler), для усиления ср. поля случайные движения не должны обладать отражат. симметрией. Нарушение отражат. симметрии означает преобладание правовинтовых движений над левовинтовыми, или наоборот, т. е. наличие ср. спиральности течения. Такая турбулентность не типична для лаб. экспериментов и должна быть специально создана. Однако в космич. условиях она возникает естеств. образом благодаря вращению неоднородных небесных тел. Действие спиральной турбулентности иллюстрирует рис. 3; преобладание течений указанного на рис. (вниз

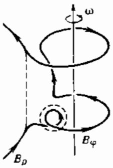


Рис. 4. Изменение магнитного поля неоднородным вращением плазмы.

зу) типа (левосторонняя спираль) приводит к появлению электрич. тока j, параллельного магн. полю. Такой ток, в свою очередь, создаёт магн. поле, перпендикулярное исходному полю. Повторное применение эффекта к новому полю создаёт поле, параллельное (или антипараллельное) исходному, т. е. приводит к самовозбуждению системы. Эффект, к-рый оказывает на магн. поле неоднородное (дифференциальное) вращение, показан на рис. 4. Из-за зависимости угл. скорости от расстояния до оси вращения происходит накручивание вмороженных магн. силовых линий. В результате из исходного полоидального (меридионального) поля B_p образуется азимутальное поле B_φ. Штриховым кружком отмечена одна петля, созданная турбулентными движениями, указанными на рис. 3. Эти два эффекта составляют основу объяснения происхождения крупномасштабных магн. полей в ядрах планет, конвективных оболочках звёзд (в частности, при объяснении циклич. активности Солнца и звёзд), в аккреционных дисках, окружающих двойные звёзды и наблюдаемых как рентг. источники, в галактич. дисках и др. астрофиз. объектах. В дополнение к указанным двум эффектам крупномасштабное поле подвергается турбулентной диффузии (см. *Переноса процессы* в плазме), к-рая обычно гораздо эффективнее омической. Кроме того, неоднородная (в частности, у границ) турбулизованная проводящая среда с большим Re_m ведёт себя подобно диамагнетику, выталкивая крупномасштабное магн. поле из турбулентной области. К выталкиванию магн. поля приводят и ламинарные течения плазмы с замкнутыми линиями тока. При умеренных магн. числах Рейнольдса своеобразный эффект вытеснения поля возможен в ячеистой конвекции, в к-рой жидкость поднимается в топологически несвязанных центрах ячеек и опускается у границ ячеек, приводя к преимущественной концентрации поля ко дну конвективного слоя.

Для нахождения скорости роста поля при больших Re_m в быстром динамо достаточно вначале решить задачу в приближении полной вмороженности ($\sigma=\infty$). Так доказаны существование и положительность скорости роста поля в пространственно однородных случайных потоках, обновляющихся через детерминированные или случайные промежутки времени (д и н а м о - т е о р е м а). Учёт конечной малой магн. диффузии выполняется затем по *возмущений теории*. Распределение генерируемого магн. поля при этом оказывается неоднородным в пространстве и во времени, имеются острые редкие пики (п е р е м е ж а е м о с т ь). Интересный промежуточный тип динамо, по-видимому, возможен в трёхмерных стационарных течениях, отд. линии тока к-рых всюду плотно заполняют конечные пространственные области. Здесь скорость экспоненц. роста данной моды поля положительна на конечном интервале изменения Re_m и становится отрицательной и большой по абс. величине с увеличением Re_m.

Лит.: М о ф ф а т Г. К., Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, пер. с англ., М., 1980; В а й н ш т е й н С. И., З е л ь д о в и ч Я. Б., Р у з м а й к и н А. А., Турбулентное динамо в астрофизике, М., 1980; П а р к е р Е. Н., Космические магнитные поля, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; К р а у з е Ф., Р э д л е р К.-Х., Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо, пер. с англ., М., 1984; Z e l d o v i c h Y. B., Magnetic fields in astrophysics, L., 1984.

А. А. Рузмайкин.

ГИДРОМЕХА́НИКА — раздел *гидроаэромеханики*, в к-ром изучаются движение и равновесие несжимаемых жидкостей и их взаимодействие с твёрдыми телами. Ранее Г. часто наз. всю гидроаэромеханику, включая в неё и проблемы движения и равновесия сжимаемых сред. Во 2-й пол. 20 в. наука о движении сжимаемых жидкостей (газов) выделилась в самостоят. раздел гидроаэромеханики — *газовую динамику*.

Г. исторически наиб. рано возникший и сильно развитый раздел механики жидкостей и газов; она подразделяется на *гидростатику* и *гидродинамику*. Законы равновесия жидкостей, в т. ч. теория равновесия воды в океанах и воздуха в атмосфере, теория плавания и устойчивости плавающих тел, рассматриваются в гидростатике. Кинематика жидкой среды, законы движения идеальной и вязкой жидкости и её силовое взаимодействие с твёрдыми телами изучаются в гидродинамике, где разработаны эффективные теоретич., гл. обр. матем., методы исследования. Мн. прикладные инженерные задачи Г., возникающие в технике, могут быть решены на основе приближённых, в т. ч. эмпирич. закономерностей, устанавливаемых в *гидравлике*.

Лит.: К о ч и н Н. Е., К и б е л ь И. А., Р о з е Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., ч. 2, 4 изд., М., 1963; С е д о в Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 2, М., 1984.

С. Л. Вишневецкий.

ГИДРОСТА́ТИКА — часть *гидромеханики*, в к-рой изучают равновесие несжимаемых (капельных) жидкостей. При равновесии скорость $v=0$, поэтому *неразрывности уравнение* принимает вид $\partial\rho/\partial t=0$, т. е. поле плотности ρ стационарно (не зависит от времени t), а т. к. жидкость несжимаема, то плотность не зависит и от координат. Т. о., $\rho=\text{const}$; это условие представляет собой ур-ние состояния несжимаемой жидкости. *Эйлера уравнение* и *Навье — Стокса уравнения* приводятся в случае равновесия к одному и тому же ур-нию

$$\frac{\partial p}{\partial x}=\rho F_x,\qquad \frac{\partial p}{\partial y}=\rho F_y,\quad \frac{\partial p}{\partial z}=\rho F_z$$

$$\text{или } \operatorname{grad} p=\rho\boldsymbol{F}, \qquad (1)$$

связывающему давление p с вектором массовых сил $\boldsymbol{F}$ и справедливому как для идеальной, так и для вязкой жидкости, а также и для сжимаемых газов (см. *Аэростатика*). Ур-нию равновесия однородной несжимаемой жидкости можно удовлетворить лишь в случае, когда массовые силы имеют потенциал U, т. е. $\boldsymbol{F}=\operatorname{grad} U$.

При отсутствии массовых сил $\boldsymbol{F}=0$ и ур-ние (1) выражает *Паскаля закон* $p=\text{const}$, а если единств. массовой силой является сила тяжести, характеризуемая ускорением g, то в однородной несжимаемой жидкости давление возрастает с глубиной по линейному закону

$$p=p_0+\rho g z, \qquad (2)$$

где p_0 — давление на поверхности $z=0$, а z — глубина, отсчитываемая от поверхности в направлении ускорения g. На этом законе Г. основаны измерение давления с помощью жидкостных манометров, действие поршневого насоса и гидравлич. пресса.

Неравномерное распределение давления в жидкости создаёт гидростатич. подъёмную силу, действующую на тела, частично или полностью погружённые в жидкость. Давление жидкости на замкнутую поверхность погружённого тела в поле сил тяжести определяется *Архимеда законом*, следующим из ур-ний Г. и позволяющим определить условия устойчивого и неустойчивого равновесия плавающих тел, как надводных, так и подводных (см. *Остойчивость*). На законе Архимеда основаны приборы для измерения плотности жидкостей — ареометры. Ф-ла (2) позволяет рассчитывать суммарные силы и моменты, возникающие при действии гидростатич. давления на плотины, стенки каналов и шлюзов, подводных сооружений и аппаратов, сосудов с жидкостью.

Рассматриваемые в Г. ур-ния относит. равновесия несжимаемой жидкости в поле сил тяжести (относительно стенок сосуда, совершающего движение по нек-рому известному закону, напр. поступательное или вращательное) дают возможность решать задачи о форме свободной поверхности и о плескании жидкости в движущихся сосудах — в цистернах для перевозки жидкостей, топливных баках самолётов и ракет и т. п., а также в условиях частичной или полной невесомости на космич. летат. аппаратах. При определении формы свободной поверхности жидкости, заключённой в сосуде, кроме сил гидростатич. давления, сил инерции и силы тяжести необходимо учитывать поверхностное натяжение жидкости. В случае вращения сосуда вокруг вертик. оси с пост. угл. скоростью свободная поверхность принимает форму параболоида вращения, а в сосуде, движущемся параллельно горизонтальной плоскости поступательно и прямолинейно с пост. ускорением a, свободной поверхностью жидкости является плоскость, наклонённая к горизонтальной плоскости под углом $\alpha = \mathrm{arctg}\,(a/g)$.

Лит. см. при ст. *Гидроаэромеханика*. *С. Л. Вишневецкий.*

ГИДРОСТАТИ́ЧЕСКИЙ ПАРАДО́КС — явление, заключающееся в том, что вес жидкости, налитой в сосуд, может отличаться от давления жидкости на дно сосуда. Так, в расширяющихся кверху сосудах сила давления на дно меньше веса жидкости, а в суживающихся — больше. В цилиндрич. сосуде обе силы одинаковы. Если одна и та же жидкость налита до одной и той же высоты в сосуды разной формы, но с одинаковой площадью дна, то, несмотря на разл. вес налитой жидкости, сила давления на дно одинакова для всех сосудов и равна весу жидкости в цилиндрич. сосуде. Это следует из того, что давление покоящейся жидкости зависит только от глубины под свободной поверхностью и от плотности жидкости. Объясняется Г. п. тем, что, поскольку гидростатич. давление всегда нормально к стенкам сосуда, сила давления на наклонённые стенки имеет вертикальную составляющую, к-рая компенсирует вес излишнего против цилиндра объёма жидкости в расширяющемся кверху сосуде и вес недостающего против цилиндра объёма жидкости в суживающемся кверху сосуде. Г. п. обнаружен Б. Паскалем (В. Pascal) в 1654.

ГИДРОФИ́ЗИКА — наука о физ. свойствах водной оболочки Земли — гидросферы и происходящих в ней процессах. Г. изучает молекулярную структуру воды в трёх её агрегатных состояниях, переходы между этими состояниями, механич. и тепловые свойства воды и льда, их акустич., оптич., электрич. характеристики, разнообразные движения водной среды. Г. как раздел геофизики подразделяется на физику вод суши (или гидрологию суши) и физику моря.

Ф и з и к а в о д с у ш и изучает процессы в реках, озёрах, водохранилищах, подземных водах, болотах и др. водных объектах на материках. К этим процессам относятся, напр., испарение, снеготаяние, замерзание и вскрытие рек и озёр, вариации их уровня, сток воды осадков, течение воды в реках, образование и движение ледников. Физика вод суши даёт оценку и прогноз состояния и рационального использования материковых водных ресурсов. Она разделяется на потамологию (науку о реках), лимнологию (озероведение), болотоведение, гляциологию (науку о ледниках).

Ф и з и к а м о р я рассматривает физ. проблемы, связанные с морями и океанами. Физика моря (океана) является также одним из разделов океанологии. Она изучает изменения в пространстве и времени темп-ры, плотности, содержания солей и др. характеристик морской среды, а также её движений разл. масштабов — течений, вихрей, поверхностных и внутр. волн, турбулентности, звука, к-рые непрерывно взаимодействуют между собой и с разл. внеш. факторами (атм. процессы, притяжение Луны и Солнца, движение судов, колебания земной коры и т. д.). В рамках физики моря исследуются также поведение эл.-магн. полей и распространение эл.-магн. волн разл. частот (свет, радиоволн) в воде.

В связи с возросшей важностью исследований Мирового океана физика океана приобрела особое значение и существ. специфику (иногда даже под Г. подразумевают только её). Совр. Г. океана изучает состояние океана как сложной нестационарной физ. системы. Это состояние может быть охарактеризовано совокупностью взаимосвязанных физ. величин — гидрофиз. полей, изменяющихся во времени и пространстве, таких, как поле темп-ры, течений, магн. поле, разл. волновые поля, в т. ч. акустическое и световое, и др. При этом нередко необходимо одновременно знать структуру этих полей как в локальных, так и в глобальных масштабах. Поэтому так важны эксперим. методы изучения гидрофиз. полей, к-рые разделяются на контактные и дистанционные. В контактных методах в воду погружаются датчики, измеряющие параметры воды непосредственно в окрестности нахождения прибора. Дистанц. методы позволяют получать информацию о состоянии океана на больших пространствах, вплоть до глобальных масштабов, за достаточно короткое время, пока исследуемая структура не успевает существенно измениться. Они основаны на применении зондирующих полей — акустических, оптических, радиоволн. Так, звуковые НЧ-волны распространяются на тысячи км в океане; их используют в т. н. акустич. томографии, основанной на измерении задержек сигналов, посылаемых и принимаемых береговыми станциями; это позволяет восстановить распределение скорости звука на больших акваториях. Использование дистанц. зондирования океана сверху — с кораблей, самолётов, космич. аппаратов (космич. океанография), включая фотографирование, радиолокацию, приём теплового радиоизлучения моря,— даёт обширную информацию о состоянии поверхности моря (спектрах ветрового волнения, приповерхностных темп-рах и др.). Нек-рые глубинные процессы (течения, внутр. волны) также могут изучаться сверху по их проявлениям на поверхности океана, напр. по их влиянию на ветровое волнение. Для обработки получаемой информации используются быстродействующие ЭВМ.

Наряду с натурными экспериментами важный раздел Г. океана составляют теоретич. исследования, а также моделирование океанич. движений в лаб. бассейнах, что позволяет провести количественное исследование отд. процессов с точностью, недоступной в условиях океана.

Совр. Г. океана приблизилась к решению таких сложнейших проблем, как, например, «включение» океана в теорию климата и схемы долгосрочного прогноза погоды.

Лит.: Ч е б о т а р е в А. И., Общая гидрология (воды суши), Л., 1960; Физика океана, т. 1 — Гидрофизика океана, т. 2 — Гидродинамика океана, под ред. В. М. Каменковича и А. С. Монина, М., 1978.

А. В. Гапонов-Грехов, Л. А. Островский.

ГИДРОФИ́ЛЬНОСТЬ И ГИДРОФО́БНОСТЬ (от греч. hýdōr — вода и philía — любовь или phóbos — боязнь, страх) — характеристики взаимодействия поверхностей в-в (твёрдых тел) с молекулами воды. Г. и г.— частный случай л и о ф и л ь н о с т и и л и о ф о б н о с т и — характеристик взаимодействия веществ с молекулами жидкостей разл. полярности, определяющих степень их смачиваемости этими жидкостями. Понятие Г. и г. применяют не только к телам, обладающим поверхностью, но и к отдельным молекулам и ионам.

Гидрофильные в-ва интенсивно взаимодействуют с молекулами воды. Гидрофильность характеризуется величиной адсорбционной связи (см. *Адсорбция*) в-в с молекулами воды, образованием с ними неопределённых соединений и распределением кол-ва воды по величинам энергии связи. Гидрофильность преимущественно определяется величиной энергии связи адсорбционного монослоя, т. к. последующие слои связаны с в-вом гораздо слабее. Гидрофильность может выражаться теплотой адсорбции водяного пара или теплотой смачивания, а также работой смачивания единицы поверхности в-ва.

Абсолютно гидрофобных («водоотталкивающих») в-в нет; даже наиболее гидрофобные — углеводородные и фторуглеродные — поверхности адсорбируют воду. Поэтому гидрофобность рассматривают как малую степень гидрофильности.

Г. и г. могут быть оценены, как и смачиваемость поверхности водой (в воздушной среде), величиной угла смачивания θ: для гидрофильных поверхностей $\theta<90°$ (для абсолютно гидрофильных поверхностей $\theta=0$); для гидрофобных поверхностей $90°<\theta<180°$ (напр., для парафина $\theta\approx105°$). На трёхфазной границе твёрдого тела с водой и углеводородной жидкостью при $\theta<$ $<90°$ (в водной фазе) поверхность олеофобна, т. е. не смачивается маслом, а при $\theta=180°$ — предельно олеофильна.

Гидрофильными являются вещества с полярными хим. связями: галогениды, оксиды и их гидраты, карбонаты, сульфаты, фосфаты, силикаты и алюмосиликаты (глины, стекла), а также клеточные мембраны. Чистые поверхности металлов, углерода, полупроводников, вещества, состоящие из слабо полярных молекул, листья растений, кожа животных, хитиновый покров насекомых гидрофобны. Все полярные группы, входящие в состав молекул ПАВ — *поверхностно-активных веществ* —COOH, —NH_2,— SO_3Na и др., гидрофильны; связанные с ними углеводородные радикалы — гидрофобны.

Гидрофильность твёрдых тел может резко понижаться (происходит их гидрофобизация) при адсорбции (особенно при хемосорбции) на их поверхности молекул ПАВ, ориентированных полярными группами в сторону поверхности, а углеводородными цепями — в окружающую среду (напр., при адсорбции жирных кислот, их солей и др. органич. ПАВ на поверхности минералов). Обратная ориентация адсорбированных молекул ПАВ приводит к гидрофилизации гидрофобных поверхностей.

Лит.: Щукин Е. Д., Перцов А. В., Амелина Е. А., Коллоидная химия, М., 1982; Фролов Ю. Г., Курс коллоидной химии, М., 1982.

ГИДРОФО́Н (от греч. hýdōr — вода и phōnḗ — звук) — подводный *электроакустический преобразователь* для приёма акустич. сигналов и шумов. Г. может быть конструктивно и функционально объединён с простейшими электронными устройствами — преднарит. усилителями, модуляторами и т. д. Наиб. часто Г. наз. измерит. приёмники звука, используемые в *гидроакустике*.

В зависимости от назначения и условий работы Г. имеют разные конструкции. Чувствит. элементом Г. обычно служит *пьезоэлектрический преобразователь* (реже *магнитострикционный преобразователь*). Его размер выбирают исходя из требования, чтобы осн. частота резонанса механич. системы была выше диапазона рабочих частот; это позволяет уменьшить неравномерность частотной характеристики и искажения диаграмм направленности в этом диапазоне. Чувствит. элементы могут иметь форму стержней, цилиндров, пластин, мембран, полых сфер, выполненных из пьезоэлектрических материалов, в частности из пьезокерамики и реже из пьезокристаллов, или из магнитострикц. материалов; используются также чувствит. элементы на основе пьезополимеров. Принимаются спец. меры по обеспечению герметичности и прочности, особенно при работе Г. в условиях, когда действуют большие гидростатич. давления.

Г., как и всякий приёмник звука, характеризуется: чувствительностью холостого хода $\gamma_{xx}=E_{xx}/p$ (В/Па), где E_{xx} — эдс холостого хода чувствит. элемента, p — действующее на него звуковое давление; уд. чувствительностью $\gamma_{уд}=\gamma_{xx}/\sqrt{|Z_{вн}|}$(В/Па·Ом$^{1/2}$), определяющей пороговое, т. е. минимальное, звуковое давление, к-рое Г. может зарегистрировать при заданном превышении уровня сигнала над уровнем собств. электрич. шумов при оптим. согласовании со входом усилителя или индикатора ($Z_{вн}$ — собств. электрич. импеданс чувствит. элемента Г.); неравномерностью частотной характеристики, измеряемой обычно в децибелах; характеристикой направленности, к-рая в случае работы Г. в составе многоэлементной антенны влияет на направленность антенны в целом.

К измерит. Г. предъявляются спец. требования; необходимы большая чувствительность γ_{xx}, стабильность γ_{xx} при изменении темп-ры и гидростатич. давления и малая зависимость чувствительности от частоты и направления прихода звука, а также постоянство

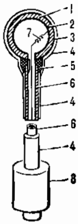


Схема измерительного гидрофона: *1* — чувствительный пьезоэлектрический элемент; *2* — внутренний электрод; *3* — внешний электрод; *4* — тонкое резиновое покрытие для изоляции внешнего электрода от водной среды; *5* — резиновый виброизолирующий элемент; *6* — полый металлический стержень, внутри которого проходит провод *7* от внутреннего электрода; *8* — корпус усилителя.

параметров во времени. Поэтому чувствит. элементы таких Г. обычно изготовляют в виде полых сфер диаметром от одного до неск. см (рис.) из эффективных и достаточно стабильных пьезокерамич. материалов. В УЗ-технике для целей контроля и при биол. и мед. исследованиях применяют Г. с чувствит. элементами размером в один или неск. мм. Г. подобного типа может использоваться в диапазоне частот от десятков Гц до МГц. При измерениях используется набор («ряд») Г. с различными по размерам пьезоэлементами, каждый из к-рых предназначается для измерений внутри определ. участка частотного диапазона. Наряду с Г.— эл.-акустич. преобразователями имеются Г.— акустооптич. преобразователи, основанные на модуляции звуком световых лучей в оптико-волоконных устройствах.

Лит.: Ананьева А. А., Керамические приемники звука, М., 1963; Клюкин И. И., Колесников А. Е., Акустические измерения в судостроении, 3 изд., Л., 1982; Боббер Р. Дж., Гидроакустические измерения, пер. с англ., М., 1974.

Р. Е. Пасынков.

ГИ́ЛЬБЕРТ (Гб, Gb) — единица магнитодвижущей силы и разности магн. потенциалов в системах единиц СГС (симметричной, или системы Гаусса) и СГСМ. Назв. в честь У. Гильберта (W. Gilbert). 1 Гб $=10/4\pi$ А $\approx0,796$ А.

ГИ́ЛЬБЕРТА ПРЕОБРАЗОВА́НИЕ — *интегральное преобразование*, ставящее в соответствие ф-ции $f(x)$ вещественной переменной x ф-цию

$$g(x)=\frac{1}{\pi}P\int\frac{dy}{x-y}f(y),$$

символ P указывает на *главное значение интеграла*. Это интегральное преобразование (типа свёртки) введено Д. Гильбертом (D. Hilbert) в 1904. Для существования Г. п. достаточно потребовать, чтобы $f(x)$ была квадратично интегрируемой ф-цией, тогда такой же будет $g(x)$.

Наиб. общая формулировка Г. п. даётся на языке *обобщённых функций*. Для преобразований Фурье $\tilde{f}(\lambda) = \int dx f(x) \exp(i\lambda x)$, $\tilde{g}(\lambda) = \int dx g(x) \exp(i\lambda x)$ от ф-ций $f(x)$, $g(x)$ Г. п. переходит в оператор умножения: $\tilde{g}(\lambda) = i \operatorname{sign}(\lambda) \tilde{f}(\lambda)$. Существует обратное преобразование, к-рое вместе с прямым образует пару Г. п.

$$\begin{Bmatrix} g(x) \\ f(x) \end{Bmatrix} = \pm \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{x-y} \begin{Bmatrix} f(y) \\ g(y) \end{Bmatrix}, \qquad (1)$$

эквивалентную ф-лам

$$\begin{Bmatrix} g(x) \\ f(x) \end{Bmatrix} = \pm \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\infty} \frac{dt}{t} \begin{Bmatrix} f(x+t) - f(x-t) \\ g(x+t) - g(x-t) \end{Bmatrix}. \qquad (2)$$

Г. п. рассматривают также в иной форме:

$$\begin{Bmatrix} g(x) \\ f(x) \end{Bmatrix} = \pm \frac{1}{2\pi} P \int_{-\pi}^{\pi} dt \operatorname{ctg} \frac{t-x}{2} \begin{Bmatrix} f(t) \\ g(t) \end{Bmatrix}, \qquad (3)$$

предполагается, что $f(t)$ удовлетворяет условию $\int_{-\pi}^{\pi} dt\, f(t) = 0$, тогда тем же свойством обладает $g(x)$. Ф-цию $(x-y)^{-1}$ наз. ядром Коши, а ф-цию $\operatorname{ctg}\frac{t-x}{2}$ — ядром Гильберта. Вещественная и мнимая части аналитич. ф-ции, не имеющей особенностей в верх. полуплоскости и достаточно быстро убывающей на бесконечности, связаны Г. п. (1); в этом случае оно носит назв. *дисперсионного соотношения*. Г. п. применяют при описании волновых процессов в диспергирующих средах в оптике, эл.-динамике, акустике, гидро- и аэродинамике, сейсмологии, а также в квантовой теории поля.

Лит.: Трикоми Ф., Интегральные уравнения, пер. с англ., М., 1960; Земанян А. Г., Интегральные преобразования обобщенных функций, пер. с англ., М., 1974.

А. И. Оксак.

ГИЛЬБЕРТОВО ПРОСТРА́НСТВО — комплексное *векторное пространство*, являющееся бесконечномерным полным *евклидовым пространством*. Это означает, что Г. п. $\mathcal{H}$ есть множество элементов, на к-ром, помимо операций векторного пространства (сложения и умножения на число), задана также комплекснозначная ф-ция от пары аргументов x, y из $\mathcal{H}$, обозначаемая (x, y) и удовлетворяющая след. условиям (аксиомам): 1) $(x, x) \geqslant 0$; $(x, x) = 0$ лишь при $x = 0$; 2) $(x, y+z) = (x, y) + (x, z)$; 3) $(x, \alpha y) = \alpha(x, y)$, $\alpha \in \mathbb{C}^1$; 4) $(x, y) = (y, x)^*$; *означает комплексное сопряжение (иногда рассматривают вещественные Г. п., к-рые являются векторными пространствами над полем $\mathbb{R}^1$ и удовлетворяют аксиоме 3 с $\alpha \in \mathbb{R}^1$). Ф-ция (x, y) наз. с к а л я р н ы м или в н у т р е н н и м п р о и з в е д е н и е м. В силу аксиомы 1 на $\mathcal{H}$ также определена неотрицат. ф-ция $\|x\| = \sqrt{(x, x)}$, к-рая обладает всеми свойствами нормы на векторном пространстве; по отношению к ней $\mathcal{H}$ является нормированным и банаховым (т. е. полным нормированным) пространством.

Данное определение соответствует т. н. абстрактному Г. п.; выбирая в качестве элементов $\mathcal{H}$ последовательности, ф-ции или операторы определённых типов, получают разл. классы конкретных Г. п. Примеры: 1) пространство l^2 — совокупность всех последовательностей $x = \{x_n\}$, где x_n — комплексные числа, удовлетворяющие условию: $\sum_{n=1}^{\infty} |x_n|^2 < \infty$. Умножение на число, сложение и скалярное произведение задаются ф-лами: $\alpha x = \{\alpha x_n\}$; $x + y = \{x_n + y_n\}$; $(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} x_n y_n^*$. Аналогично построено пространство состояний конечномерной квантовой системы в представлении вторичного квантования.

2) Пространство $L^2(a, b)$ — совокупность всех комплекснозначных ф-ций, интегрируемых с квадратом на промежутке $[a, b]$ вещественной оси. Скалярное произведение ф-ций f, g из $L^2(a, b)$ задаётся ф-лой $(f, g) = \int_a^b f(x) g^*(x)\, dx$. Обобщением на случай $a = -\infty$, $b = \infty$ является пространство $L^2(\mathbb{R}^1)$.

3) Пространство $L^2(\mathbb{R}^1, d\mu)$ — совокупность всех комплекснозначных ф-ций f, интегрируемых с квадратом на $\mathbb{R}^1$ по нек-рой мере μ. Скалярное произведение задаётся ф-лой $(f, g) = \int f(x) g^*(x)\, d\mu(x)$. Примеры 2 и 3 описывают собственные ф-ции одномерного ур-ния Шрёдингера, собственные ф-ции краевых задач в методе разделения переменных и т. д.

4) Пространство $\mathcal{H}(D)$ — совокупность всех аналитич. ф-ций в единичном круге D комплексной плоскости. Скалярное произведение задаётся ф-лой $(f, g) = \iint_D f(z) g^*(z)\, dx\, dy$, $z = x + iy$. Понятие Г. п. возникло в нач. 20 в. в осн. благодаря работам Д. Гильберта.

Нередко (напр., при квантовании эл.-магн. поля) приходится рассматривать пространства, к-рые не являются полными в смысле сходимости по норме $\| \;\|$ и (или) допускают равенство $(x, x) = 0$ для нек-рых $x \neq 0$. Каждое такое пространство наз. п р е д г и л ь б е р т о в ы м; существует стандартная процедура, позволяющая достроить его до обычного Г. п. Важный подкласс составляют с е п а р а б е л ь н ы е Г. п., размерность к-рых (в смысле векторных пространств) равна мощности счётного множества. Данный подкласс весьма широк (в частности, все Г. п. в примерах 1—4 сепарабельны; все подпространства сепарабельного Г. п. сепарабельны) и является основным для физ. приложений: в большинстве физ. моделей число состояний счётно. Любые 2 сепарабельных Г. п. изоморфны между собой, что позволяет выбрать удобную для физ. интерпретации форму. (Изоморфизм Г. п. $\mathcal{H}_1$ и $\mathcal{H}_2$ определяется как взаимно однозначное соответствие, сохраняющее линейные соотношения в $\mathcal{H}_1$ и $\mathcal{H}_2$ и скалярное произведение.) Как всякому топологич. векторному пространству Г. п. $\mathcal{H}$ сопоставляется сопряжённое векторное пространство $\mathcal{H}^*$ линейных непрерывных функционалов на $\mathcal{H}$; важное отличит. свойство Г. п. составляет т е о р е м а Р и с с а, согласно к-рой $\mathcal{H}^*$ изоморфно $\mathcal{H}$ и для любого $f \in \mathcal{H}^*$ найдётся единств. элемент $x \in \mathcal{H}$, такой, что $f(y) = (x, y)$ для всех $y \in \mathcal{H}$.

Геометрия Г. п. является непосредств. обобщением геометрии конечномерных евклидовых пространств. Как и в любом евклидовом пространстве, в Г. п. имеют место 2 фундам. соотношения: н е р а в е н с т в о К о ш и — Б у н я к о в с к о г о — Ш в а р ц а $|(x, y)| \leqslant \|x\|\, \|y\|$ и т о ж д е с т в о п а р а л л е л о г р а м м а $\|x+y\|^2 + \|x-y\|^2 = 2\|x\|^2 + 2\|y\|^2$ для любых x, $y \in \mathcal{H}$ (последнее свойство является необходимым и достаточным критерием, выделяющим евклидовы пространства в классе нормированных пространств). Обширный спектр геом. свойств связан с отношением ортогональности: 2 вектора x, $y \in \mathcal{H}$ (или 2 множества M, $N \subset \mathcal{H}$) наз. взаимно ортогональными, если $(x, y) = 0$ [или соответственно $(z, w) = 0$ для всех $z \in M$, $w \in N$]. Для каждого подпространства $M \subset \mathcal{H}$ множество всех векторов из $\mathcal{H}$, ортогональных к M, образует подпространство $M^{\perp}$, наз. о р т о г о н а л ь н ы м д о п о л н е н и е м M и обладающее тем свойством, что $M \oplus M^{\perp} = \mathcal{H}$ ($\oplus$ обозначает прямую сумму подпространств векторного пространства, в случае Г. п. отличающуюся тем дополнит. свойством, что элементы этой суммы взаимно ортогональны). Размерность M равна коразмерности $M^{\perp}$, $M^{\perp\perp} = M$. Каждый вектор $x \in \mathcal{H}$ можно однозначно представить в виде $x = z + w$, где $z \in M$, $w \in M^{\perp}$; вектор z наз. проекцией x на M. На этом основано, напр., выделение физ. степеней свободы в калибровочных теориях.

Одним из гл. орудий анализа и конкретных расчётов в Г. п. служат ортонормированные базисы (ОБ). Набор $\{e_\alpha\}$, $\alpha \in A$ элементов Г. п. $\mathscr{H}$ (A — произвольное, не обязательно счётное, множество индексов) наз. ортонормированной системой, если $(e_\alpha, e_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$, где символ Кронекера $\delta_{\alpha\beta}$ равен 1 при $\alpha = \beta$ и 0 при $\alpha \neq \beta$. Эта система наз. полной (или замкнутой), если любой вектор, ортогональный ко всем e_α, $\alpha \in A$, равен 0. Всякая полная ортонормированная система наз. ОБ в $\mathscr{H}$. Примеры ОБ: 1) система тригонометрич. ф-ций $\{\exp(2\pi int),\ n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots\}$ в $L^2(0, 1)$; 2) система полиномов Лежандра $P_n(x)$ (см. *Ортогональные полиномы*) в $L^2(-1, 1)$; 3) система полиномов Лагерра $L_n(x)$ в $L^2([0, \infty), e^{-x}dx)$; 4) система полиномов Эрмита $H_n(x)$ в $L^2((-\infty, \infty), e^{-x^2}dx)$. Во всяком Г. п. существует ОБ, все ОБ данного Г. п. равномощны, и их мощность равна размерности $\mathscr{H}$; в частности, $\mathscr{H}$ является сепарабельным тогда и только тогда, когда в нём существует счётный ОБ. Осн. свойство ОБ $\{e_\alpha\}$, $\alpha \in A$: любой вектор $x \in \mathscr{H}$ обладает однозначным разложением в виде $x = \sum_{\alpha \in A} c_\alpha e_\alpha$; при этом $c_\alpha = (x, e_\alpha)$ и $\|x\|^2 = \sum_{\alpha \in A} |c_\alpha|^2$.

Последнее равенство наз. равенством Парсеваля, а также, с учётом его очевидной геом. интерпретации, теоремой Пифагора; числовые множители c_α наз. коэф. Фурье вектора x в ОБ $\{e_\alpha\}$. Простота и удобство ОБ сделали их общепринятыми в физ. приложениях, поэтому в физике предпочтительны сепарабельные Г. п., для к-рых существует стандартный метод построения ОБ из произвольной системы линейно независимых векторов $u_1, u_2, \ldots$, имеющей плотную в $\mathscr{H}$ линейную оболочку. Данный метод наз. процессом ортогонализации Грама — Шмидта и состоит в рекурсивном построении ОБ $\{e_i\}_{i=1}^{\infty}$ из векторов u_i с помощью вспомогат. системы $\{v_i\}$, определяемой ф-лами:

$$v_1 = u_1;\ v_2 = u_2 - \|v_1\|^{-2}(v_1, u_2)\,v_1;\ \ldots;$$
$$v_n = u_n - \sum_{k=1}^{n-1} \|v_k\|^{-2}(v_k, u_n)\,v_k;$$

векторами искомого ОБ тогда будут $e_i = v_i/\|v_i\|$, причём для любого $n = 1, 2, \ldots$ линейные оболочки наборов $(e_1, \ldots, e_n)$ и $(u_1, \ldots, u_n)$ совпадают между собой. Указанный процесс служит обычным способом построения ортонормированных систем ф-ций; в частности, все ортогональные полиномы в примерах 2—4 получаются путём ортогонализации системы одночленов 1, x, x^2, ... в соответствующих Г. п.

Применения Г. п. В матем. и физ. приложениях возникают разл. классы пространств, являющихся обобщениями Г. п.: 1) пространства l^p и L^p, $p \geqslant 1$. Пространство l^p — совокупность всех числовых последовательностей $x = \{x_n\}$, удовлетворяющих условию: $\sum_{n=1}^{\infty} |x_n|^p < \infty$. Это линейное нормированное пространство с нормой $\|x\| = \left\{\sum_{n=1}^{\infty} |x_n|^p\right\}^{1/p}$. $L^p(a, b)$ — совокупность всех комплекснозначных ф-ций, суммируемых с p-й степенью на промежутке $[a, b]$, есть также линейное нормированное пространство с нормой $\|f\| = \left[\int_a^b |f(x)|^p\,dx\right]^{1/p}$ (ф-ции, совпадающие между собой почти всюду по мере Лебега на $[a, b]$, отождествляются). Осн. область применений этих пространств составляют ур-ния матем. физики. 2) Пространства с *индефинитной метрикой*, со скалярным произведением $\langle x, y\rangle$, не удовлетворяющим, вообще говоря, аксиомам 1 и 4. В конечномерном случае такие пространства наз. псевдоевклидовыми, к их числу принадлежит, в частности, *Минковского пространство-время* без учёта кривизны. В бесконечномерном случае наиб. важный класс пространств с индефинитной метрикой образуют т. н. J-пространства, или пространства Крейна. В них, наряду с индефинитным скалярным произведением $\langle x, y\rangle$, действует также обычное скалярное произведение (x, y), по отношению к к-рому каждое такое пространство $\mathscr{H}$ является Г. п.; оба произведения связаны между собой посредством т. н. метрич. оператора, или оператора Грама J: $\langle x, y\rangle = (x, Jy)$ для всех $x, y \in \mathscr{H}$; $J = P_+ - P_-$, где $P_\pm$ — проекционные операторы в $\mathscr{H}$, такие, что $P_+ + P_- = I$ (I — единичный оператор). Пространства Крейна применяют в механике и в ряде моделей *квантовой теории поля*; они используются для строгой формулировки калибровочной квантовой теории поля. 3) Оснащённые Г. п. (ОГП) представляют собой расширения Г. п. $\mathscr{H}$, включающие не содержащиеся в $\mathscr{H}$ элементы и получаемые с помощью выделения плотного линейного подмножества Ω в Г. п. (любой элемент из $\mathscr{H}$ является пределом последовательности элементов из Ω). Подмножество Ω можно наделить своей топологией, более сильной, чем топология $\mathscr{H}$, и определить сопряжённое топологич. пространство Ω^*; поскольку из $\Omega \subset \mathscr{H}$ следует, что $\Omega^* \supset \mathscr{H}^*$, а $\mathscr{H}^* = \mathscr{H}$ (с точностью до изоморфизма), получается конструкция из 3 пространств — триплет $\Omega \subset \mathscr{H} \subset \Omega^*$, к-рый и носит назв. ОГП. Введение расширенного пространства Ω^* — стандартный приём при рассмотрении неограниченных операторов и операторов с непрерывным спектром. Поскольку такие операторы типичны для физ. задач (напр., операторы координаты и импульса), то ОГП находят применение во мн. областях физики. Одна из таких областей — аксиоматич. квантовая теория поля, весь формализм к-рой можно развить исходя из ОГП $S(\mathbb{R}^4) \subset L^2(\mathbb{R}^4) \subset S^*(\mathbb{R}^4)$, где S — пространство осн. ф-ций Шварца, а S^* — сопряжённое к нему пространство *обобщённых функций* умеренного роста.

Сфера применений Г. п. в совр. физике почти необозрима. Г. п. — центральный матем. объект, лежащий в основе всего аппарата квантовой физики. Представление множества состояний физ. системы с помощью Г. п. есть фундам. элемент матем. структуры в самом широком спектре физ. теорий: квантовой механике, квантовой статистич. физике, классич. и квантовой теории поля; оно является возможным также и в классич. механике. Такой же универсальностью обладает и представление наблюдаемых физ. систем с помощью самосопряжённых операторов в Г. п. Наиб. тесная связь, достигающая почти полного срастания между физ. и матем. исследованием, сложилась между аппаратом Г. п. и квантовой механикой. Наконец, широкие и разнообразные применения Г. п. находят при изучении ур-ний матем. физики, описывающих разл. физ. процессы.

Лит.: Ахиезер Н. И., Глазман И. М., Теория линейных операторов в гильбертовом пространстве, 2 изд., М., 1966; Морен К., Методы гильбертова пространства, пер. с польск., М., 1965; Халмош П., Гильбертово пространство в задачах, пер. с англ., М., 1970; Рихтмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1982.

С. С. Хоружий.

ГИНЗБУРГА ЧИСЛО — безразмерная постоянная, характеризующая интенсивность тепловых флуктуаций параметра порядка при фазовом переходе 2-го рода. Назв. по имени В. Л. Гинзбурга. Г. ч. можно выразить через радиус взаимодействия частиц в системе r_0 и характерную величину радиуса корреляции r_c вдали от точки перехода: $Gi \approx (r_0/r_c)^6$. Г. ч. определяет область применимости *Ландау теории* фазовых переходов 2-го рода: $Gi \ll |(T - T_c)/T_c| \ll 1$, где T — темп-ра, T_c — критич. темп-ра. Для существования области применимости теории Ландау необходимо выполнение условия $Gi \ll 1$. Это условие выполняется для сверхпроводников (где $Gi \sim 10^{-14}$), нек-рых сегнетоэлектриков и жидких кристаллов. *М. В. Фейгельман.*

ГИНЗБУРГА — ЛАНДАУ ТЕОРИЯ — феноменологич. теория *сверхпроводимости*, основанная на теории Л. Д. Ландау *фазовых переходов* второго рода.

Отправным пунктом теории является выражение для свободной энергии F сверхпроводника как функционала от ψ — комплексного *параметра порядка* (после построения микроскопич. теории сверхпроводимости оказалось, что параметр ψ сверхпроводящего состояния в Г.— Л. т. пропорционален волновой ф-ции бозе-конденсата куперовских пар электронов в сверхпроводнике или, иными словами, щели в энергетич. спектре электронов сверхпроводника).

Согласно Г.— Л. т., при темп-ре T_c сверхпроводящего фазового перехода параметр порядка ψ обращается в нуль, поэтому вблизи T_c (при $T - T_c \ll T_c$) значение ψ мало и можно осуществить разложение свободной энергии F сверхпроводника в магн. поле по малому параметру ψ и его градиентам:

$$F = F_{n0} + \int \left\{ \frac{B^2}{8\pi} + \frac{\hbar^2}{4m} \left| \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \boldsymbol{A} \right) \psi \right|^2 + a\,|\psi|^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{b}{2} |\psi|^4 \right\} dV, \qquad (1)$$

где F_{n0} — свободная энергия в нормальном (несверхпроводящем) состоянии в отсутствие магн. поля, m и e — масса и заряд электрона, $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{A}$ — индукция и векторный потенциал магн. поля, a и b — феноменологич. коэф. [a зависит от темп-ры: $a = \alpha(T - T_c)$, коэф. $\alpha > 0$; $b > 0$ и не зависит от T]. Интегрирование в (1) ведётся по объёму сверхпроводника. Наличие коэф. 2 перед $\boldsymbol{A}$ в (1) есть следствие спаривания электронов в сверхпроводнике (*Купера эффекта*), этот коэф. не мог быть определён феноменологически и появился только после создания микроскопич. теории сверхпроводимости. В рамках *Бардина — Купера — Шриффера модели* для чистых металлов коэф. α и b соответственно равны:

$$\alpha = 6\pi^2 T_c / 7\zeta(x) T_F \approx 7{,}04\, T_c / T_F; \; b = \alpha T_c / n_e,$$

где $\zeta(x)$ — ζ-функция Римана, $T_F = p_F^2/2m$ — *вырождения температура* электронов, $n_e = p_F^3/3\pi^2\hbar^3$ — плотность электронов, p_F — фермиевский импульс. Пространственное распределение параметра порядка и магн. поля в сверхпроводнике определяется минимизацией свободной энергии по $\boldsymbol{A}$ и комплексно сопряжённым величинам ψ и ψ^* (при варьировании ф-ции ψ и ψ^* следует считать независимыми). Варьирование (1) по ψ^* при условии $\delta F = 0$ даёт:

$$\frac{1}{4m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \boldsymbol{A} \right)^2 \psi + a\psi + b\,|\psi|^2 \psi = 0 \qquad (2)$$

(аналогичное выражение получается при варьировании по ψ^*). Варьирование (1) по $\boldsymbol{A}$ приводит к ур-нию Максвелла

$$\mathrm{rot}\, \boldsymbol{B} = (4\pi/c)\, \boldsymbol{j}, \qquad (3)$$

где плотность сверхпроводящего тока $\boldsymbol{j}$ определяется градиентом фазы ф-ции ψ

$$\boldsymbol{j} = -\frac{ie\hbar}{2m} (\psi^* \nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) - \frac{2e^2}{mc} |\psi|^2 \boldsymbol{A}. \qquad (4)$$

Граничные условия к написанным ур-ниям на поверхности сверхпроводника — это непрерывность вектора $\boldsymbol{B}$ и условие $\boldsymbol{n}(-i\hbar\nabla\psi - 2eA\psi/c) = 0$ ($\boldsymbol{n}$ — нормаль к поверхности), обеспечивающее обращение в нуль нормального к поверхности компонента тока.

Ур-ния (2)—(4), наз. ур-ниями Гинзбурга — Ландау, вместе с *Максвелла уравнениями* позволяют вычислить параметр порядка, распределения полей и токов, диамагн. отклик, поверхностное натяжение на границе сверхпроводящей и нормальной фаз и др. характеристики сверхпроводника.

Поведение решений ур-ний Г.— Л. т. определяется двумя характерными масштабами длины. Это — глубина проникновения в сверхпроводник слабого магн. поля, не меняющего распределение параметра порядка,

$$\delta(T) = \left[\frac{mc^2 b}{8\pi e^2 \alpha (T_c - T)} \right]^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2} \delta_0,$$

где $\delta_0 = 4\pi n_e e^2/mc^2$ — т. н. лондоновская глубина проникновения при $T = 0$, и характерный масштаб изменения ψ в отсутствие поля

$$\xi(T) = \hbar/2\,(m\alpha)^{1/2} (T_c - T)^{1/2},$$

наз. длиной когерентности при данной темп-ре.

Существенной характеристикой сверхпроводника является безразмерный параметр $\varkappa = \delta/\xi$. При $\varkappa < 1/\sqrt{2}$ сверхпроводники наз. сверхпроводниками 1-го рода, при $\varkappa > 1/\sqrt{2}$ — сверхпроводниками 2-го рода (обычно величина $\varkappa$ оказывается малой для чистых металлов: 0,01 для Al, 0,13 для Sn, 0,23 для Pb; для сплавов величина $\varkappa$ заметно больше). При $\varkappa = 1/\sqrt{2}$ меняет знак поверхностное натяжение, являющееся отрицательным при $\varkappa > 1/\sqrt{2}$. Это приводит к тому, что для сверхпроводников 2-го рода в диапазоне полей между т. н. верхним (H_{c2}) и нижним (H_{c1}) критич. магн. полями характерно *смешанное состояние* — разбиение сверхпроводника на мелкие области сверхпроводящей и нормальной фаз с большой развитой поверхностью раздела. Вблизи H_{c1} сверхпроводник в осн. находится в сверхпроводящем состоянии, в него вкраплены вихревые нити или кольца, представляющие собой зародыши нормальной фазы, вблизи к-рых сосредоточено проникающее в тело магн. поле. Сосредоточенный вблизи нити полный магн. поток квантуется и является целым кратным от элементарного кванта потока $\Phi_0 = \pi\hbar c/|e|$ (см. *Квантование магнитного потока*).

Область применимости Г.— Л. т. задаётся условиями:

$$b^2 T_c / \alpha (\hbar^2/m)^3 \ll (1 - T/T_c) \ll 1; \; 1 - T/T_c \ll \varkappa^2. \qquad (5)$$

Условие малости величины $(1 - T/T_c)$ в (5) соответствует требованию малости параметра ψ и медленности его изменения в пространстве, а первое условие в (5) — требованию малости флуктуаций параметра порядка, возрастающих с приближением к точке фазового перехода. Эти неравенства определяются общими условиями применимости теории Ландау фазовых переходов 2-го рода.

Часто, расширительно, Г.— Л. т. наз. также описание магнетиков, сверхтекучих жидкостей и др. систем вблизи соответствующих переходов 2-го рода при использовании разложений типа (1) с учётом градиентных членов.

Г. — Л. т. построена В. Л. Гинзбургом и Л. Д. Ландау (1950). Понятие о квантованных вихрях в сверхпроводниках введено А. А. Абрикосовым (1957). Коэф. в ур-ниях Г.— Л. т. вычислены на основе микроскопич. теории сверхпроводимости Л. П. Горьковым (1959). Часто теорию Гинзбурга — Ландау для сверхпроводников наз. также теорией Гинзбурга — Ландау — Абрикосова — Горькова (ГЛАГ-теорией).

Лит.: Де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968; Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978. *А. Э. Мейерович.*

ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ (от греч. hypér — над, сверх, выше) — частное решение гипергеом. ур-ния (ур-ния Гаусса)

$$z(1-z)\,u'' + [\gamma - (\alpha + \beta + 1)\,z]\,u' - \alpha\beta u = 0, \qquad (*)$$

регулярное в окрестности точки $z = 0$ комплексной плоскости при $\gamma \neq 0, -1, -2, \ldots$ и любых значениях α и β, Г. ф. при $|z|<1$ можно представить с помощью гипергеом. ряда (ряда Гаусса)

$$u_1(z)=F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)=1+\frac{\alpha\beta}{\gamma}\frac{z}{1!}+$$

$$+\frac{(\alpha+1)(\beta+1)}{(\gamma+1)}\frac{z^2}{2!}+\ldots=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(\alpha)_n(\beta)_n}{(\gamma)_n}\frac{z^n}{n!},$$

где

$$(a)_n\equiv a(a+1)\ldots(a+n-1)=\Gamma(a+n)/\Gamma(a).$$

Основное интегральное представление

$$F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)=\frac{\Gamma(\gamma)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\gamma-\alpha)}\int_0^1 t^{\alpha-1}(1-t)^{\gamma-\alpha-1}(1-zt)^{-\beta}dt$$

при $Re\gamma>Re\alpha>0$ определяет однозначную ф-цию, регулярную во всей плоскости z с разрезом вдоль вещественной оси при $z\geq1$. Справедлива ф-ла дифференцирования:

$$\frac{d}{dz}F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)=\frac{\alpha\beta}{\gamma}F(\alpha+1,\ \beta+1;\ \gamma+1;\ z).$$

Любые три ф-ции $F(\alpha_i,\ \beta_i;\ \gamma_i;\ z)$, $i=1,\ 2,\ 3$, в случае, когда $\alpha_i-\alpha_k$, $\beta_i-\beta_k$, $\gamma_i-\gamma_k$ — целые числа, связаны между собой соотношением

$$\sum_{i=1}^{3}C_i(z)F(\alpha_i,\ \beta_i;\ \gamma_i;\ z)=0,\ \text{где}\ C_i(z)\ —$$

нек-рые полиномы по z. Существуют также функциональные соотношения, напр.

$$F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)=F(\beta,\ \alpha;\ \gamma;\ z),$$

$$F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)=(1-z)^{\gamma-\alpha-\beta}F(\gamma-\alpha,\ \gamma-\beta;\ \gamma;\ z).$$

Если α или β — нуль или целое отрицат. число, то Г. ф. превращается в полином, к-рый с точностью до пост. множителя совпадает с полиномом Якоби (см. *Ортогональные полиномы*). Через Г. ф. выражаются многие элементарные и спец. ф-ции, напр. сферич. ф-ции, эллиптич. интегралы и т. д. (см. также *Вырожденная гипергеометрическая функция*). Г. ф. находят применение в квантовой механике, теории волн и др. областях. Второе линейно независимое решение ур-ния (*) при $\gamma\neq0,\ \pm1,\ \pm2,\ \ldots$ можно записать след. образом:

$$u_2(z)=z^{1-\gamma}F(\alpha-\gamma+1,\ \beta-\gamma+1;\ 2-\gamma;\ z).$$

Обобщённая гипергеом. ф-ция задаётся т. н. обобщённым гипергеом. рядом

$${}_pF_q(\alpha_1,\ \alpha_2,\ \ldots,\ \alpha_p;\ \gamma_1,\ \gamma_2,\ \ldots,\gamma_q;\ z)=$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(\alpha_1)_n(\alpha_2)_n\ldots(\alpha_p)_n}{(\gamma_1)_n(\gamma_2)_n\ldots(\gamma_q)_n}\frac{z^n}{n!}.$$

В этих обозначениях $F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)={}_2F_1(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)$. Существуют обобщения Г. ф. на случай многих переменных.

Лит.: Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., т. 1, 2 изд., М., 1973; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; Справочник по специальным функциям, пер. с англ., М., 1979.

ГИПЕРЗАРЯ́Д (Y) — одна из характеристик адронов, принадлежащих заданному изотопическому мультиплету, определяющая отклонение величины электрич. заряда (Q) каждого адрона мультиплета от значения третьей проекции *изотопического спина* (I_3). Это свойство Г. находит отражение в ф-ле Гелл-Мана — Нишиджимы: $Q=I_3+{}^1/_2Y$. Поскольку для каждого изомультиплета $\sum I_3=0$, можно также сказать, что $Y=2\langle Q\rangle$, где $\langle Q\rangle$ — ср. электрич. заряд частиц данного изомультиплета. Через внутр. квантовые числа адронов Г. выражается след. образом: $Y=B+S+C-b+t$, где B — барионный заряд, S — странность, C — *очарование*, b — *красота*, t — аддитивное квантовое число, связанное с t-кварками.

Иногда при описании кварков и лептонов, классифицируемых по значениям слабого изоспина I^w, используется термин слабый гиперзаряд Y^w. Он играет ту же роль в обобщении ф-лы Гелл-Мана — Нишиджимы: $Q=I_3^w+{}^1/_2Y^w$, что и обычный Г., однако, в отличие от последнего, слабый Г. является источником *калибровочного поля*, участвующего в *электрослабом взаимодействии*. Значения Y^w связаны со знаком *спиральности* лептонов и кварков. Для всех поколений левых (L) лептонов $Y^w=-1$ (т. к. $I_L^w={}^1/_2$), для всех поколений левых кварков $Y^w={}^1/_3$; для правых (R) лептонов и кварков всех поколений $Y^w=2Q$ (т. к. $I_R^w=0$). *А. А. Комар.*

ГИПЕРЗВУ́К — *упругие волны* с частотами от 10^9 до 10^{12}—10^{13} Гц. По физ. природе Г. ничем не отличается от звуковых и УЗ-волн. Благодаря более высоким частотам и, следовательно, меньшим, чем в области УЗ, длинам волн значительно более существенными становятся взаимодействия Г. с квазичастицами в среде — с электронами проводимости, тепловыми фононами, магнонами и др. Г. также часто представляют как поток квазичастиц — *фононов*.

Область частот Г. соответствует частотам эл.-магн. колебаний дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов (т. н. сверхвысоким частотам). Частота 10^9 Гц в воздухе при нормальном атм. давлении и комнатной темп-ре должна соответствовать длине волны Г. $3{,}4\cdot10^{-5}$ см, т. е. одного порядка с длиной свободного пробега молекул в воздухе при этих условиях. Однако упругие волны могут распространяться в среде только при условии, что их длина волны заметно больше длины свободного пробега частиц в газах или больше межатомных расстояний в жидкостях и твёрдых телах. Поэтому в газах (в частности, в воздухе) при нормальном атм. давлении гиперзвуковые волны распространяться не могут. В жидкостях затухание Г. очень велико и дальность распространения мала. Сравнительно хорошо Г. распространяется в твёрдых телах — монокристаллах, особенно при низких темп-рах. Но даже в монокристалле кварца, отличающемся малым затуханием в нём упругих волн, продольная гиперзвуковая волна с частотой $1{,}5\cdot10^9$ Гц, распространяющаяся вдоль оси кристалла при комнатной темп-ре, ослабляется по амплитуде в 2 раза, пройдя расстояние всего в 1 см. В монокристаллах сапфира, ниобата лития, железоиттриевого граната затухание Г. меньше, чем в кварце; напр., в ниобате лития Г. ослабляется в 2 раза на расстоянии 15 см.

Природа гиперзвука. Существует Г. теплового происхождения и искусственно возбуждаемый. Тепловые колебания атомов или ионов, составляющих кристаллич. решётку, можно рассматривать как совокупность продольных и поперечных плоских упругих волн самых разл. частот, распространяющихся по всем направлениям (см. *Колебания кристаллической решётки*). Эти волны наз. дебаевскими волнами или тепловыми фононами; в области частот 10^9—10^{13} Гц их рассматривают как Г. теплового происхождения. Гиперзвуковые тепловые фононы в кристалле имеют широкий спектр частот, тогда как искусственно получаемый Г. может иметь высокую степень монохроматичности. В жидкостях флуктуации плотности, вызываемые тепловым движением молекул, также удобно представить как результат наложения плоских упругих волн, распространяющихся во всех направлениях. Т. о., тепловое движение непрерывно «генерирует» Г. как в твёрдых телах, так и в жидкостях.

До того как стало возможным получать Г. искусств. путём, изучение Г. в жидкостях и твёрдых телах проводилось гл. обр. оптич. методом (рассеяния света на Г. теплового происхождения). Было обнаружено, что рассеяние света в оптически прозрачной среде происходит с образованием неск. спектр. линий, смещённых относительно частоты падающего света на частоту Г. (т. н. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Исследования Г. в ряде жидкостей привели к открытию в них зависимости скорости распространения Г. от частоты в нек-рых областях частот (см. *Дисперсия звука*) и аномально большого поглощения Г. в этих же областях. Изучение Г. рентг. методами показало, что тепловые колебания атомов в кристалле приводят к диффузному рассеянию рентг. лучей, к размазыванию на рентгенограмме пятен, обусловленных взаимодействием рентг. лучей с атомами, и к появлению фона. По диффузному рассеянию можно исследовать спектр гиперзвуковых волн и определять модули упругости твёрдых тел.

Излучение и приём гиперзвука. Совр. методы излучения и приёма Г., так же как и УЗ, основываются гл. обр. на использовании явлений *пьезоэлектричества* и *магнитострикции*. Для возбуждения Г. можно использовать резонансные *пьезоэлектрические преобразователи* пластинчатого типа, к-рые применяются в УЗ-диапазоне частот, однако для Г. толщина таких преобразователей должна быть очень мала ввиду малости длины волны Г. Поэтому их получают, напр., путём вакуумного напыления плёнок из пьезоэлектрич. материалов ($LiNbO_3$, AlN, CdS, ZnS, ZnO и др.) на торец звукопровода; применяют и магнитострикц. плёнки резонансной толщины (напр., плёнки никеля или пермаллоя).

Используется также нерезонансный метод возбуждения Г. с поверхности диэлектрич. пьезоэлектрич. кристалла. Кристалл помещается торцом в электрич. поле СВЧ (в большинстве случаев — в *объёмный резонатор*). Скачок диэлектрич. проницаемости, к-рый имеет место на границе кристалла, приводит к появлению на его поверхности зарядов, меняющихся с частотой поля и сопровождающихся переменной пьезоэлектрич. деформацией. Эта деформация распространяется по кристаллу в виде продольной или сдвиговой упругой волны. Аналогично возбуждается Г. с поверхности магнитострикц. кристаллов, в этом случае торец кристалла помещается в магнитное поле СВЧ. Однако эти методы генерации и приёма Г. отличаются малой эффективностью преобразования эл.-магн. энергии в акустическую (порядка неск. процентов). Для генерации Г. всё шире применяются лазерные источники, а также устройства на сверхпроводниках.

Распространение гиперзвука в твёрдых телах. На дальность распространения Г. в твёрдых телах большое влияние оказывают его взаимодействия с тепловыми фононами, электронами, магнонами (*спиновыми волнами*) и др.

В кристаллах диэлектриков, не содержащих свободных носителей зарядов, затухание Г. определяется в осн. его нелинейным взаимодействием с тепловыми фононами. На сравнительно низких частотах действует т. н. механизм «фононной вязкости» (механизм Ахиезера). Он заключается в том, что упругая волна нарушает равновесное распределение тепловых фононов и перераспределение энергии между разл. фононами приводит к необратимому процессу диссипации энергии. Этот механизм имеет релаксац. характер, а роль времени релаксации τ играет время жизни фонона. Механизм «фононной вязкости» даёт вклад в поглощение как продольных, так и поперечных волн. Он является доминирующим при комнатных темп-рах, при к-рых выполняется условие $\omega\tau \ll 1$ (где ω — круговая частота Г.).

В области $\omega \sim 10^{10}$—10^{11} Гц и при низких темп-рах (при темп-ре жидкого гелия), когда $\omega\tau \gg 1$, происходит непосредств. взаимодействие когерентных фононов с тепловыми, к-рое необходимо рассматривать в рамках квантовых представлений. Неупругое взаимодействие когерентного фонона с тепловым приводит к появлению третьего фонона с изменённой частотой, т. е. к уменьшению числа когерентных фононов и соответственно к поглощению Г. (т. н. механизм Ландау — Румера).

При распространении Г. в кристаллах полупроводников (а также и металлов) имеет место взаимодействие Г. с электронами проводимости (электрон-фононное взаимодействие — см. *Акустоэлектронное взаимодействие*). Осн. механизмами здесь являются эл.-магн. связь, связь через *деформационный потенциал*, пьезоэлектрич. и магнитоупругая связи, относит. вклад к-рых определяется типом материала. В непьезоэлектрич. полупроводниках связь упругих волн с носителями заряда осуществляется гл. обр. через деформац. потенциал. Особый интерес представляет распространение Г. в пьезоэлектрич. материалах (напр., кристаллах CdS), где упругие волны сопровождаются эл.-магн. волнами, и наоборот. В таких кристаллах затухание и дисперсия Г. происходят в результате его взаимодействия с пространственными зарядами, обусловленными внутр. электрич. полями. В этом случае действует также механизм электрон-фононного взаимодействия, к-рый обусловлен электрич. поляризацией, связанной с акустич. модами колебаний, и способен вызывать локальное накопление заряда и появление периодич. электрич. потенциала. Если к полупроводниковому кристаллу приложить пост. электрич. поле, вызывающее дрейф электронов со скоростью, большей скорости упругой волны, то электроны будут обгонять упругую волну, отдавая ей энергию и усиливая её. Если скорость когерентных фононов больше дрейфовой скорости электронов, то имеет место дополнит. электронное поглощение Г. Под действием Г. в полупроводниках возникает пост. эдс или пост. ток (т. н. *акустоэлектрический эффект*). Знак эффекта зависит при этом от соотношения скорости гиперзвуковых волн и скорости электронов.

Для металлов характерны те же эффекты, что и для полупроводников, но из-за большого затухания Г. эти эффекты становятся заметными лишь при темп-рах ниже 10 К, когда вклад в затухание за счёт колебаний решётки становится незначительным. Распространение упругой волны в металле вызывает движение положит. ионов, и если электроны не успевают следовать за ними, то возникают электрич. поля, к-рые, воздействуя на электроны, создают электронный ток. В случае продольной волны изменения плотности создают пространственный заряд, к-рый непосредственно генерирует электрич. поля. Для поперечных волн изменения плотности отсутствуют, но смещения положит. ионов вызывают осциллирующие магн. поля, создающие электрич. поле, действующее на электроны. Т. о., электроны получают энергию от упругой волны и теряют её в процессах столкновения, ответственных за электрич. сопротивление. Электроны релаксируют путём столкновений с решёткой положит. ионов (примесями, тепловыми фононами и т. д.), в результате чего часть энергии возвращается обратно к упругой волне, к-рая переносится решёткой положит. ионов. Затухание Г. в чистых металлах при низких темп-рах пропорционально частоте. Если металл — сверхпроводник, то при темп-ре перехода в сверхпроводящее состояние электронное поглощение резко уменьшается. Это объясняется тем, что с решёткой, а следовательно, и с упругой волной взаимодействуют только нормальные электроны проводимости, число к-рых уменьшается с понижением темп-ры, а сверхпроводящие электроны (объединённые в куперовские пары — см. *Сверхпроводимость*), число к-рых при этом растёт, в поглощении Г. не участвуют. Разрушение сверхпроводимости внеш. магн. полем приводит к резкому возрастанию поглощения.

Пост. магн. поле существенно влияет на движение электронов, искривляя их траектории, что сказывается на характере акустоэлектронного взаимодействия в металлах. При этом на определ. частотах упругих волн возможен ряд резонансных явлений, напр. квантовые осцилляции (*де Хааза — ван Альфена эффект* и *Шубникова — де Хааза эффект*) и акустич. *циклотронный резонанс*. Изучение затухания Г. в металлах на электронах проводимости позволяет получить важные характеристики металлов (поверхность Ферми, энергетич. щель в сверхпроводниках и др.).

В парамагнетиках прохождение Г. подходящей частоты и поляризации в результате *спин-фононного взаимодействия* может вызвать изменение магн. состояния атомов. Так, Г. частотой $\sim 10^{10}$ Гц, распространяясь в кристаллах парамагнетиков, помещённых в магн. поле напряжённостью ~ 1000 Э, может вызвать переход атома с одного магн. уровня на другой, сообщая ему определ. энергию. При этом происходит избират. поглощение Г. на частоте, соответствующей разности уровней, т. е. возникает *акустический парамагнитный резонанс* (АПР). При помощи АПР оказывается возможным изучать переходы между такими уровнями атомов в парамагнетиках, к-рые являются запрещёнными для *электронного парамагнитного резонанса*. В магнитоупорядоченных кристаллах (антиферро- и ферромагнетиках, ферримагнетиках), помимо рассмотренных выше взаимодействий Г. с веществом, появляются другие, где играют роль магнитоупругие взаимодействия (магнон-фононные взаимодействия). Так, распространение гиперзвуковой волны вызывает появление *спиновой волны*, и наоборот, спиновая волна вызывает появление гиперзвуковой волны. Поэтому в общем случае в таких кристаллах распространяются не чисто спиновые или упругие волны, а связанные *магнитоупругие волны*.

Взаимодействие гиперзвука со светом. Изменения показателя преломления эл.-магн. волны под действием упругой волны обусловливает фотон-фононное взаимодействие. Примерами такого взаимодействия являются *дифракция света на ультразвуке*, а также спонтанное и вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна. К такого рода взаимодействию можно отнести и возникновение упругой волны под действием эл.-магн. волны в результате эффекта электрострикции. На частотах Г. преобладает т. н. брегговская дифракция, при к-рой для дифрагиров. света наблюдаются только нулевой и первый порядки. Частота дифрагиров. света равна $\Omega - \omega$ (стоксова компонента) либо $\Omega + \omega$ (антистоксова компонента), где Ω — частота падающего света, ω — частота Г. Этот процесс можно представить как рассеяние фотона на фононе, при этом знак «—» соответствует испусканию фонона, а знак «+» — поглощению.

При *Мандельштама — Бриллюэна рассеянии* механизм взаимодействия света с тепловыми колебаниями кристаллич. решётки (тепловыми фононами) является таким же, как и для рассмотренного выше случая дифракции света с искусственно возбуждённым Г. (когерентными фононами), однако в этом случае свет рассеивается во всех направлениях. При достаточно больших интенсивностях, когда напряжённость электрич. поля в падающей световой волне $\sim 10^4$—10^8 В/см, это поле может влиять на гиперзвуковую волну, на к-рой происходит рассеяние, обеспечивая непрерывную подкачку в неё энергии. В результате происходит генерация интенсивного Г.— т. н. вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна.

Свойства Г. позволяют использовать его для исследования состояния вещества, особенно в физике твёрдого тела. Существ. роль играет использование Г. для т. н. акустич. линий задержки в области СВЧ, а также для создания др. устройств *акустоэлектроники* и *акустооптики*.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, Р. Терстона, пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—74; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Магнитная квантовая акустика, М., 1977.

ГИПЕРЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ — предельный случай *сверхзвукового течения* газа, при к-ром скорость v частиц газа во всей области течения или в её значит. части намного превосходит скорость звука a в газе, так что $v \gg a$ или *Маха число* $M = v/a \gg 1$. Т. к. скорость звука по порядку величины равна ср. скорости теплового (хаотического) движения молекул, то при Г. т. кинетич. энергия поступат. движения частицы газа намного превосходит её внутр. тепловую энергию. Поэтому при Г. т. небольшие относит. изменения v в результате превращения кинетич. энергии частиц газа во внутреннюю вызывают сильное изменение внутр. тепловой энергии газа, т. е. его темп-ры. При уменьшении кинетич. энергии, напр. при торможении газа в *ударной волне* перед обтекаемым телом или при торможении газа в *пограничном слое* у поверхности тела, в газе могут возникать области с очень высокой темп-рой. При изучении движения газа в этих областях необходимо учитывать происходящие в газах (в частности, в воздухе) физ.-хим. процессы: возбуждение внутр. степеней свободы молекул и их диссоциацию, хим. реакции между компонентами газа, ионизацию атомов. При достаточно большой плотности газа физ.-хим. процессы в нём происходят настолько быстро, что газ можно считать находящимся в состоянии *равновесия термодинамического* (течения газа в равновесном состоянии). В др. предельном случае газодинамич. процессы столь быстры, что за характерное для этих процессов время изменением внутр. состояния молекул и атомов можно пренебречь (течение газа в «замороженном» состоянии). В промежуточных случаях, напр. при полёте тел с гиперзвуковой скоростью на больших высотах, необходимо принимать во внимание конечную скорость протекания в газе физ.-хим. процессов и дополнять систему ур-ний *газовой динамики* ур-ниями кинетики физ.-хим. процессов.

Теория Г. т. газа развивается гл. обр. в связи с проблемами *аэродинамики* — полётами снарядов, ракет и самолётов со скоростями, во много раз превышающими скорость звука, и входом в плотные слои атмосферы Земли и др. планет и торможением в ней космич. аппаратов. Эта теория, к-рая развивалась вначале для модели идеального газа применительно к задачам обтекания тел, т. н. асимптотич. теория ур-ний газовой динамики при очень больших значениях числа M ($1/M^2 \to 0$), позволила получить ряд важных результатов. При очень большом M набегающего потока, когда можно пренебречь величиной $1/M^2$ по сравнению с единицей, параметры газа (v/v_∞, ρ/ρ_∞, $p/\rho_\infty v_\infty^2$) в прилегающей к телу возмущённой области за ударной волной перестают зависеть от условий в набегающем потоке

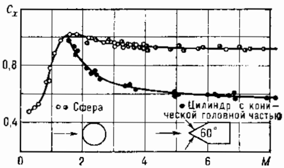


Рис. 1. Значения коэффициента сопротивления сферы и цилиндра с конической головной частью; начиная с $M = 4$ эти значения перестают заметно изменяться.

(v, ρ, p — скорость, плотность и давление газа за ударной волной, а v_∞ и ρ_∞ — соответствующие параметры в набегающем потоке). Это свойство наз. стабилизацией течения около тел при гиперзвуковых скоростях; при этом стабилизация течения около тупых впереди тел наступает при меньших значениях числа M, чем около тонких, заострённых — т. н. тел аэродинамически совершенной формы (рис. 1).

Т. к. при гиперзвуковой скорости набегающего на тело потока даже при малых возмущениях скорости $\Delta v/v$ изменения давления и плотности не малы ($\sim M^2 \Delta v/v$), то при изучении гиперзвукового обтекания тел аэродинамически совершенной формы необходимо, в отличие от обтекания их потоком с умеренной сверхзвуковой скоростью, учитывать нелинейные эффекты. Представления аэродинамики умеренных сверхзвуковых скоростей о характере действующих на летат. аппараты сил и моментов, об устойчивости и управляемости аппаратов при Г. т. неприменимы.

Обтекание тонких заострённых тел. При гиперзвуковом обтекании тонких, заострённых впереди тел вращения с заданным распределением

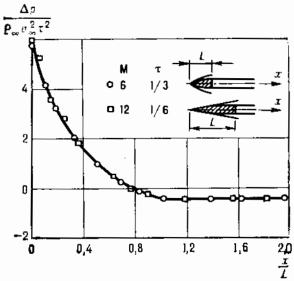


Рис. 2. Экспериментальная кривая, характеризующая подобие в распределении давления по двум разным плоским профилям при $K=2$, $\alpha=0$.

относит. толщины τ по длине L, установленных под углом атаки α, теория приводит к асимптотически верному при $1/M\to0$, $\tau\to0$ и $\alpha\to0$ закону подобия: в возмущённой области между ударной волной и телом при любой комбинации определяющих величин M, τ, α продольная составляющая скорости v с точностью до членов порядка τ^2 остаётся равной v_∞, а параметры $\bar{v}/v_\infty\ \tau$, ρ/ρ_∞, $p/\rho_\infty v_\infty^2\tau^2$ являются одинаковыми ф-циями величин x/L, $\bar{r}/L\tau$, $K=M\tau$, α/τ, γ (здесь $\bar{v}$ — составляющая вектора скорости газа в поперечном направлении к набегающему вдоль оси x потоку, $\bar{r}$ — расстояние точки от оси x, K — параметр гиперзвукового подобия, $\gamma=c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей газа при пост. давлении и объёме). Этот закон подобия хорошо подтверждается результатами расчётов и экспериментов (рис. 2) и может быть обобщён и на тела более сложной формы (напр., летат. аппараты с крыльями, стабилизирующими и управляющими органами). Из условия неизменности продольной скорости газа с точностью до членов $\sim\tau^2$ во всём течении следует т. н. закон

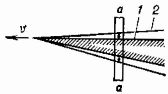


Рис. 3. Схема к объяснению закона плоских сечений.

плоских сечений, или принцип эквивалентности: при движении тел в покоящемся газе с гиперзвуковой скоростью частицы газа не испытывают продольного смещения, а смещаются только перпендикулярно направлению движения тела от поверхности тела *1* к ударной волне *2* (рис. 3), оставаясь в плоскости a — a, т. е. движение частиц является плоским.

При гиперзвуковом обтекании тел перед ними образуются сильные ударные волны (рис. 4). Отношение плотности ρ_∞ к плотности газа за ударной волной ρ_s (для совершенного газа с постоянными теплоёмкостями) равно

$$\frac{\rho_\infty}{\rho_s}=\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\left(1+\frac{2}{(\gamma-1)\,M_n^2}\right),$$

где M_n — число Маха, определённое по нормальной к ударной волне составляющей скорости набегающего потока. Сравнительно малая величина отношения ρ_∞/ρ_s при достаточно больших M_n дала основание для развития асимптотич. теории при $\varepsilon=(\gamma-1)/(\gamma+1)\to0$ (в реальных условиях $\varepsilon\sim0{,}10$—$0{,}15$), $1/M\to0$ для тел конечной толщины ($\tau\sim1$) и для тонких тел ($\tau\to0$). Эта теория наз. теорией Ньютона — Буземана или теорией ударного (сильно сжатого) слоя. Единств. параметром теории ударного слоя является $N=(\gamma-1)M^2$. В предельном случае $\varepsilon=0$,

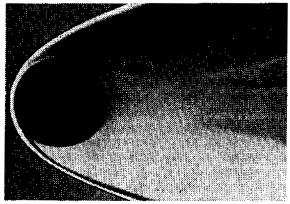


Рис. 4. Фотография сферы, летящей с гиперзвуковой скоростью.

$1/M=0$ сжатый ударной волной до бесконечной плотности газ скользит в слое нулевой толщины по поверхности тела. А. Буземан (A. Busemann) получил для этого случая ф-лу для давления на поверхности плоского контура или тела вращения:

$$\Delta p=\rho_\infty v_\infty^2\left(\sin^2\theta+\sin\theta\ \frac{d\theta}{dF}\int\limits_{F_0}^{F}\cos\theta\,dF\right)$$

(θ — угол наклона элемента поверхности тела к направлению набегающего потока, F — площадь поперечного сечения тела). Если не учитывать второе слагаемое, то ф-ла Буземана обращается в ф-лу Ньютона $\Delta p=\rho_\infty v_\infty^2\sin^2\theta$, к-рой пользуются при оценочных расчётах силового воздействия гиперзвукового потока на обтекаемые тела. Ф-ла Ньютона с удовлетворит. точностью определяет давление на обращённой в сторону движения части поверхности выпуклых тел; на обратной стороне тела — в аэродинамич. тени — давление при этом следует полагать равным нулю.

Влияние затупления переднего конца тела на его обтекание. Для практич. приложений большое значение имеет теория обтекания тонких тел со слегка затупленными передними концами. Если обозначить характерный размер затупления через d, то сопротивление затупления по порядку величины будет равно $^1/_2\ \rho_\infty v_\infty^2 d^\nu$ ($\nu=1$ для плоского профиля, $\nu=2$ для тела вращения), а сопротивление остальной части тонкого тела, имеющего длину L и характерный угол наклона θ элемента поверхности, составит $^1/_2\rho_\infty v_\infty^2\theta^2(L\theta)^\nu$. Действие на газ затупления и всего остального тела становятся равными по порядку величины уже при $d/L\sim\sim\theta^{(2+\nu)/\nu}$, т. е. для тонкого тела ($\theta\ll1$) при размерах затупления, в сотни и даже тысячи раз меньших продольного размера тела. Т. о., влияние малого затупления переднего конца тела при гиперзвуковой скорости необходимо учитывать даже, когда размером затупленной части тела можно пренебречь. Если при движении тела в плоском слое соблюдается принцип эквивалентности, то в момент входа в этот слой переднего конца тела наличие малого затупления вызывает мгновенный сосредоточенный подвод энергии к газу. Эта задача для симметричных условий хорошо изучена в теории одномерных неустановившихся движений газа (задача о сосредоточенном взрыве). Несмотря на приближённый характер, аналогия со взрывом позволила установить осн. закономерности влияния малого затупления переднего конца на гиперзвуковое обтекание тел, в остальном аэродинамически совершенных, и распространить на слабо затупленные тела закон подобия, к-рый был ранее сформулирован для заострённых тонких тел; при этом к параметру подобия $K=M\tau$ добавляется параметр $K^*=c_x^{1/\nu}d/\tau^{1+2/\nu}$, характеризующий влияние затупления независимо от его формы (c_x — аэродинамич. коэф. сопротивления затупления). Коэф. сопротивления C_x тела с затупленным передним концом выражается при этом ф-лой $C_x=\tau^2F(\gamma,\ K,\ K^*)$, к-рая, как и др. результаты аналогии со взрывом, хорошо подтверждается экспериментами и расчётами обтекания тел с разной формой затупленной части по полным ур-ниям газовой динамики.

Гиперзвуковое течение вязкого газа. Применительно к модели вязкого и теплопроводного газа асимптотич. теория ур-ний газовой динамики при $1/M\to0$ является более сложной, чем для идеального газа. Для решения задач гиперзвукового обтекания тел в зависимости от значений *Рейнольдса числа Re* (уменьшающегося с увеличением высоты полёта), а также от значений др. характерных параметров — ε, N, $N^{-\omega}$(ω — показатель степени в зависимости коэф. вязкости μ от темп-ры: $\mu\sim T^{\omega}$) используются разл. асимптотич. модели. При больших значениях числа Re ($Re>10^6$) пользуются асимптотич. моделями идеальной жидкости в сочетании с теорией пограничного слоя (ламинарного или турбулентного), учитывая физ.-хим. процессы, происходящие в газе при высокой темп-ре. С уменьшением числа Re от 10^6 всё бо́льшую часть области течения между ударной волной и телом начинает занимать слой со значит. влиянием вязкости, так что необходимо учитывать обратное влияние пограничного слоя на внеш. поток, а также влияние на пограничный слой поперечного градиента скорости во внеш. потоке.

При $Re<10^5$ слой с влиянием вязкости занимает всю область между волной и поверхностью тела. Для расчёта течения в этом слое используются т. н. параболизованные ур-ния Навье — Стокса, где не учитываются производные от вязких напряжений в направлении вдоль обтекаемой поверхности. Граничные условия на внеш. границе слоя получаются при этом из рассмотрения внутр. структуры ударной волны с учётом вязкости. Такая модель наз. моделью вязкого ударного слоя. При дальнейшем уменьшении числа Re ($Re<10^3$) уже нельзя пренебречь толщиной ударной волны сравнительно с толщиной слоя газа между ней и обтекаемым телом. Этому в условиях земной атмосферы соответствуют столь низкие значения плотности газа, при к-рых газодинамич. модель сплошной среды должна заменяться молекулярно-кинетич. моделью. Теория Г. т. газа смыкается здесь с теорией разреженных газов (см. *Динамика разреженных газов*).

Системы ур-ний, описывающие Г. т. вязкого газа с происходящими в нём физ.-хим. превращениями и процессами переноса — теплопроводностью и диффузией компонент газа, сложны, поэтому осн. количеств. результаты, необходимые при решении задач прикладного характера (напр., при расчёте теплозащиты космич. аппаратов, входящих в атмосферу Земли или др. планет), получают из экспериментов или при помощи численных методов решения ур-ний с использованием ЭВМ.

При исследовании Г. т. большое значение имеют эксперим. исследования как моделей летат. аппаратов и их элементов, так и исследования общего характера, к-рые проводятся для изучения осн. свойств течений газа и проверки выводов теории. Переход от умеренных сверхзвуковых скоростей к гиперзвуковым значительно усложняет проблему моделирования (см. *Аэродинамический эксперимент*, *Аэродинамическая труба*).

Теория Г. т. газа, помимо её использования в задачах аэродинамики, находит применение и в др. областях науки. Она тесно связана с теорией нестационарных процессов в газах, сопровождаемых возникновением и распространением сильных ударных волн, с проблемами космич. газодинамики (обтекание планет солнечным ветром, взаимодействие солнечного ветра с галактич. газовым потоком, истечение газа в двойных звёздных системах и др.), а также с проблемой движения метеорных тел в атмосфере Земли.

Лит.: Черный Г. Г., Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью, М., 1959; Хейз У.-Д., Пробстин Р.-Ф., Теория гиперзвуковых течений, пер. с англ., М., 1962; Лунев В. В., Гиперзвуковая аэродинамика, М., 1975; Hayes W. D., Probstein R. F., Hypersonic flow theory, v. 1, 2 ed., N.Y., 1966; Oswatitsch K., Spezialgebiete der Gasdynamik, W.— N.Y., 1977. *Г. Г. Чёрный.*

ГИПЕРО́НЫ (от греч. hypér — над, сверх, выше) — *барионы* с отличным от нуля значением *странности*, распадающиеся благодаря слабому (или электромагнитному) взаимодействию и имеющие вследствие этого времена жизни, на много порядков превышающие характерное время сильного взаимодействия (ядерное время, $\sim10^{-23}$ с). Поэтому Г. условно относят к «стабильным» (точнее, к квазистабильным) частицам. Как все барионы, Г. являются адронами и имеют полуцелый спин.

Первые Г. (Λ^0) открыты в космич. лучах Г. Д. Рочестером (Rochester) и Г. Батлером (Butler) в 1947, однако убедит. доказательства их существования были получены к 1951. Детальное и систематич. изучение Г. стало возможным после того, как их стали получать на ускорителях заряж. частиц высокой энергии при столкновениях быстрых нуклонов, π-мезонов и *K-мезонов* с нуклонами атомных ядер.

К Г. относятся, во-первых, Λ-, $\Sigma^{\pm}$-, Σ^0-, Ξ^0-, Ξ^--частицы, входящие вместе с нуклонами в один унитарный мультиплет (октет) барионов со спином $^1/_2$. Кварковое содержание этих Г. указано в скобках:

$$\Lambda\,(uds);\ \Sigma^+\,(uus);\ \Sigma^0\,(uds);\ \Sigma^-\,(dds);\ \Xi^0\,(uss);\ \Xi^-\,(dss)$$

(см. *Кварки*). При этом Λ является изотопич. синглетом (см. *Изотопическая инвариантность*) со странностью $S=-1$, $\Sigma^{\pm}$, Σ^0 — изотопич. триплетом с $S=-1$ и Ξ^0, Ξ^- — изотопич. дублетом с $S=-2$. Λ- и Σ^0-Г., имеющие одинаковое кварковое содержание (uds), отличаются относит. ориентацией спинов кварков и вследствие зависимости сильного взаимодействия от спинов обладают разными массами. Пара (ud)-кварков в Λ-Г. находится в синглетном состоянии (с обычным спином 0), а в Σ^0-Г. [так же, как пары (uu)-и (dd)-кварков в его изотопич. партнёрах Σ^+ и Σ^-]— в триплетном (со спином 1).

Массы Г. с разл. значениями странности больше массы нуклона из-за того, что масса странного кварка s приблизительно на 150 МэВ превышает массы u-, d-кварков (что является причиной нарушения $SU(3)$-симметрии между кварками разл. типов, или ароматов). В рамках нарушенной (по ароматам кварков) $SU(3)$-симметрии массы Г. хорошо согласуются с соотношением Окубо — Гелл-Мана:

$$2\,(m_N+m_\Xi)=3m_\Lambda+m_\Sigma\,,$$

где массы — средние по изотопич. мультиплетам. Небольшое различие в массах Г. из одного изотопич. мультиплета обусловлено тем, что масса d-кварка на неск. МэВ больше массы u-кварка.

Все Г. из рассмотренного унитарного октета распадаются с изменением странности благодаря слабому взаимодействию и имеют время жизни $\sim10^{-10}$ с. Исключением является эл.-магн. распад $\Sigma^0\to\Lambda+\gamma$ без изменения странности, происходящий за время $\sim5\cdot10^{-20}$с. Поскольку в слабых распадах выполняется правило для изменения странности $|\Delta S|\leqslant1$, распады Ξ^0, Ξ^- происходят в осн. на Λ-Г. с последующим его распадом на нуклон и пион (возможны также значительно менее вероятные β-распады с переходом Ξ в Σ). Поэтому Ξ^0, Ξ^- наз. каскадными Г.

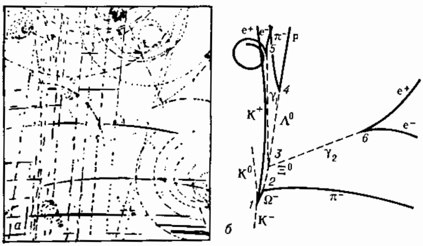
Г. являются также Ω^--частица со странностью $S=-3$ и временем жизни $\sim10^{-10}$ с, входящая в унитарный декуплет барионов со спином $^3/_2$ и состоящая из трёх s-кварков. Аналогично Ξ-Г. распад Ω^- происходит каскадным образом (рис.).

К Г. можно отнести и др. барионы, содержащие наряду со странными кварками тяжёлые кварки c, b и распадающиеся по слабому взаимодействию, напр. очарованный Г. (см. *Очарованные частицы*) $\Xi_c^+(usc)$ с массой ок. 2500 МэВ, спином $^1/_2$ и временем жизни $\sim 5\cdot 10^{-13}$ с.

Эл.-магн. характеристики Г. (магн. моменты) с хорошей точностью предсказываются на основе простейшей кварковой модели их строения.

У всех Г. существуют соответствующие им *античастицы*.

При столкновениях нестранных частиц (пионов, нуклонов) или в реакциях γ N (из-за сохранения странности в сильном и эл.-магн. взаимодействиях) Г. рождаются совместно с K^+-, K^0-мезонами или анти-Г., имеющими положит. значения странности. При взаимодействии нейтрино с нуклонами Г. Λ, Σ, Λ_c могут рождаться поодиночке в согласии с правилом для слабого взаимодействия $|\Delta S|\leqslant 1$ или $|\Delta C|\leqslant 1$ (С — *очарование*). Источником рождения Г. могут быть также распады очарованных барионов. При высоких энергиях в столкновениях нестранных адронов рождение Λ-, Σ-Г. составляет ок. 10% выхода остальных барионов; доля рождающихся Ξ-Г. существенно меньше ($\sim$1%). При низких энергиях Г. интенсивно рождаются в пучках K^--, K^0-мезонов (имеющих, как и Г., отрицат. странность). Эффективные сечения взаимодействия Г. с нуклонами при высоких энергиях меньше, чем для нуклон-нуклонных взаимодействий приблизительно на 6—7 мб для Λ- и Σ-Г. и на 12—13 мб для Ξ-Г. Качественно это объясняется тем, что входящие в состав Г. странные кварки имеют меньшее эффективное сечение взаимодействия, чем u-, d-кварки (такая же разница в сечениях взаимодействия наблюдается для рассеяния пионов и каонов на нуклонах).



Фотография (*а*) и схематическое изображение (*б*) случая рождения и распада Ω^--гиперона в жидководородной пузырьковой камере, находящейся в магнитном поле. Гиперон Ω^- рождается (в точке *1*) при столкновении K^--мезона с протоном в реакции $K^- + p \longrightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$, к-рая обусловлена сильным взаимодействием и разрешена законом сохранения странности (в начальном и конечном состояниях $S=-1$). Образовавшиеся частицы распадаются под действием слабого взаимодействия: $\Omega^- \longrightarrow \Xi^0 + \pi$ (в точке *2*), $\Xi^0 \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ (в точке *3*), причём π^0, имеющий малое время жизни, распадается практически в той же точке *3* на два γ-кванта, $\pi^0 \longrightarrow \gamma_1 + \gamma_2$, к-рые рождают электрон-позитронные пары (точки *5*, *6*); $\Lambda^0 \longrightarrow p + \pi^-$ (в точке *4*).

Распады Г. происходят с характерным для слабого взаимодействия нарушением *чётности*. Это проявляется, напр., в угл. асимметрии распада $\Lambda \to N + \pi$ относительно спина Λ-Г. и в связанной с ней продольной поляризации нуклонов при распаде неполяризованного Λ. Нет эксперим. указаний на то, что в распадах Г. нарушается *CP*-чётность: существование в распадах Г., напр. в распаде $\Lambda \to N + \pi$, запрещённой по *CP*-чётности поляризации барионов, перпендикулярной плоскости распада, в действительности может быть объяснено взаимодействием пиона и нуклона, образующихся в этом распаде. В адронных распадах Г. наблюдается значит. усиление переходов, в к-рых изменение изотопич. спина подчиняется правилу $\Delta I = {}^1/_2$. Это правило, хорошо объясняющее наблюдаемые на опыте соотношения между амплитудами разл. каналов распадов Г., долгое время не удавалось теоретически обосновать. Как выяснилось, усиление переходов с $\Delta I = {}^1/_2$ качественно следует из рассмотрения на основе *квантовой хромодинамики* обменов глюонами между кварками для процессов с $|\Delta S| = 1$. Все лептонные распады Г. (напр., $\Lambda \to pe^-\tilde{\nu}_e$, $\Sigma^- \to ne^-\tilde{\nu}_e$, $\Xi^0 \to pe^-\tilde{\nu}_e$ и т. д.) хорошо описываются теорией, содержащей три параметра: *Кабиббо угол* θ_C и величины т. н. D- и F-связей (см. *Слабое взаимодействие*).

При энергиях в десятки — сотни ГэВ длина пробега Г. (обладающих временем жизни $\sim 10^{-10}$ с) достигает десятков — сотен см. Это используется для создания гиперонных пучков на ускорителях высокой энергии.

Барионы с отличной от нуля странностью в случаях, когда они обладают достаточно большой массой, способны распадаться по сильному взаимодействию и вследствие этого обладают ядерным временем жизни. Такие барионы наз. гиперонными резонансами [например, Σ^* (1385)$\to \Lambda\pi$; Ξ^* (1530)$\to\Sigma^*$ (1385)$+\pi$].

При взаимодействии частиц высокой энергии с ядрами могут возникать *гиперядра*, в к-рых один или неск. нуклонов замещены Λ-Г. Наблюдались гиперядра, содержащие один и два Λ-Г.

В принципе могли бы существовать барионы, состоящие из четырёх кварков и одного антикварка. Нек-рые из таких многокварковых состояний, а именно содержащие странный антикварк $\tilde{s}$, могли бы проявляться как Г. с положит. значением странности. Экспериментально такие Г. пока не наблюдались. Не обнаружены также предсказываемые теоретически шестикварковые состояния ($\Lambda\Lambda$).

Лит.: Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

С. С. Герштейн.

ГИПЕРЦЕПНОЕ УРАВНЕНИЕ — нелинейное интегр. уравнение для ф-ции распределения вероятности взаимного расположения пар молекул в газе или жидкости. Г. у. было получено в 1959 Й. ван Лёвен (J. van Leenwen), Я. Груневелдом (J. Groeneveld) и Я. де Буром (J. de Boer) и соответствует частичному суммированию диаграмм в разложении по степеням плотности (см. *Вириальное разложение*). Назв. связано с топологией диаграмм в этом приближении, к-рое иногда наз. конволюционным.

Г. у. для парной ф-ции распределения $n_2(r)$ имеет вид

$$\ln n_2(r) = -\beta V(r) + n\int ds\,[n_2(s) - 1 - \\ - \ln n_2(s) - \beta V(s)]\,[n_2(|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{s}|) - 1],$$

где $\beta = 1/kT$, T — темп-ра, n — плотность, $V(r)$ — потенциал взаимодействия между молекулами, $n_2(r)$ нормирована так, что $\lim\limits_{r\to\infty} n_2(r) = 1$. Г. у. можно получить из интегр. *Орнштейна — Цернике уравнения*, связывающего парную ф-цию распределения с прямой корреляционной функцией $C(r)$, если сделать предположения о существовании функциональной связи между ними:

$$C(r) = n_2(r) - 1 - \ln n_2(r) - \beta V(r).$$

Г. у. даёт возможность получить приближённое ур-ние состояния плотного газа или *жидкости* в области, где справедлива классич. статистич. механика. В Г. у. учитывается больше диаграмм, чем в *Перкуса — Йевика уравнении*, однако оно не приводит к лучшим числ. результатам.

Лит.: Физика простых жидкостей. Статистическая теория, пер. с англ., М., 1971, гл. 2; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 6; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 8.

Д. Н. Зубарев.

ГИПЕРЯДРА — ядерноподобные системы, состоящие из нуклонов (протонов и нейтронов) и одного или неск. *гиперонов* (Λ, Σ и др.). Λ-Г. открыты экспериментально в 1953 М. Данышем (M. Danysz) и Е. Пневским (J. Pniewski); в 1963 обнаружено Г., содержащее два Λ-гиперона (д в о й н о е Г.), а в 1979 открыты Σ-Г.[1, 2]. Г. обозначаются символом $^A_Y Z$, где A — барионный заряд (суммарное число нуклонов и гиперонов), Z — символ элемента, соответствующего заряду Г., Y — символ гиперона. Напр., $^3_\Lambda H$ — Λ-Г. с барионным зарядом 3 и электрич. зарядом $+1$; оно состоит из протона, нейтрона и Λ-гиперона. Г. обладают ненулевой *странностью* S, к-рая равна суммарной странности входящих в его состав гиперонов. Структура Г. определяется *сильным взаимодействием* нуклонов и гиперонов. Большинство Г. может находиться в неск. (основном и возбуждённых) состояниях с определ. значениями полного углового момента I и *чётности* π (I^π). Благодаря приближённой *изотопической инвариантности* барион-барионных взаимодействий гиперядерные состояния обладают *изотопическим спином* T.

Энергия связи. Энергией связи данного состояния Г. $^A_\Lambda Z$ наз. величина

$$B_\Lambda = \left[m(^{A-1}Z) + m_\Lambda - m\left(^A_\Lambda Z\right)\right]c^2,$$

где $m(^A_\Lambda Z)$ — масса Г., $m(^{A-1}Z)$ — масса основного состояния ядра ^{A-1}Z (нуклонного остова), m_Λ — масса Λ-гиперона. Энергии связи основных состояний однозначно идентифицированных Λ-Г. приведены в табл. [1, 3]. С ростом массы Г. энергия связи основного состояния Г. стремится к пост. величине $D_\Lambda \approx 30$ МэВ (наступает насыщение г и п е р о н - я д е р н ы х с и л [4]).

Распады гиперядер. Г. нестабильны; различают распады, обусловленные сильным и слабым взаимодействием (слабые и сильные распады [1, 4, 5]). Наибольшие времена жизни, сравнимые со временем жизни τ свободного Λ-гиперона ($\tau = 2{,}6 \cdot 10^{-10}$ с), имеют основные состояния Λ-Г., сильные распады к-рых запрещены энергетически. Слабые распады Г. происходят с изменением странности благодаря процессам: $\Lambda \to p + \pi^-$, $\Lambda \to n + \pi^0$ ($Q \approx 40$ МэВ) и $\Lambda + N \to n + N$ (N — нуклон, $Q = 176$ МэВ), в к-рых энерговыделение Q заметно превышает энергию связи Λ-гиперона в ядре. Слабые распады с образованием π-мезонов (м е з о н н ы е р а с п а д ы) существенны для лёгких Г.:

$$^3_\Lambda H \longrightarrow \pi^0 + {}^3H, \quad {}^4_\Lambda H \longrightarrow \pi^- + \alpha,$$
$$^{\;\;6}_{\Lambda\Lambda}He \longrightarrow \pi^- + p + {}^5_\Lambda He.$$

Для Г. с $A > 5$ в слабых распадах доминируют безмезонные распады (т. н. б е з м е з о н н ы е м о д ы), продуктами к-рых являются нуклоны и ядра.

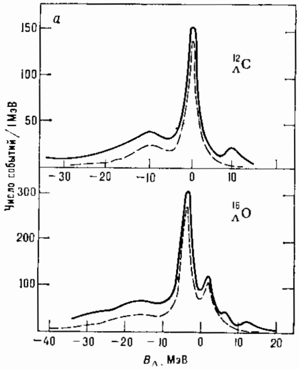
В сильных распадах Г. сохраняется странность. Их характерное время (время жизни Г.) $\tau \sim 10^{-21}-10^{-23}$ с. Продуктами распада являются гипероны или Г., нуклоны и ядра. Так распадаются мн. возбуждённые состояния(*) Λ-Г. $\left(^9_\Lambda Be^* \longrightarrow {}^5_\Lambda He + {}^4He;\ {}^{12}_\Lambda C^* \longrightarrow p + {}^{11}_\Lambda B;\ {}^6_\Lambda Li^* \longrightarrow {}^4_\Lambda H + 2p\right)$, основные состояния нек-рых Λ-Г. $\left(^6_\Lambda Li \longrightarrow {}^5_\Lambda He + p\right)$, а также Σ-Г., особенностью к-рых является сильный распад в результате т. н. $\Sigma - \Lambda$ конверсии: $\Sigma + N \longrightarrow \Lambda + N$ ($Q \approx 80$ МэВ). Сильно распадающиеся состояния Г. наблюдаются в разл. ядерных реакциях в виде *резонансов* с типичными значениями ширин от долей до десятков МэВ (рис. *а*, [2, 3, 5, 6]).

Г., находящееся в возбуждённом состоянии, сильный распад к-рого энергетически невозможен, способно переходить в состояние с более низкой энергией, испуская γ-квант: $^4_\Lambda H$ ($I^\pi = 1^+$) $\longrightarrow$ $^4_\Lambda H$ ($I^\pi = 0^+$) $+ \gamma$. Скорость γ-перехода обычно на неск. порядков превышает скорость слабого распада [4]. Если γ-переход подавлен, возбуждённое состояние проявляется как долгоживущий изомер [1] (см. *Изомерия ядерная*).

Экспериментальные методы. Г. образуются в реакциях с обменом странностью, напр. (K^-, π^-): $K^- + {}^AZ \longrightarrow \pi^- + {}^A_\Lambda Z$, при взаимодействии медленных гиперонов

Таблица

Гиперядро	Энергия связи, МэВ	Гиперядро	Энергия связи, МэВ
$^3_\Lambda H$	0,13	$^9_\Lambda Be$	6,7
$^4_\Lambda H$	2,0	$^{10}_\Lambda Be$	9,1
$^4_\Lambda He$	2,4	$^9_\Lambda B$	7,9
$^5_\Lambda He$	3,1	$^{10}_\Lambda B$	8,9
$^6_\Lambda He$	4,2	$^{11}_\Lambda B$	10,2
$^8_\Lambda He$	7	$^{12}_\Lambda B$	11,4
$^6_\Lambda Li$	4,5	$^{12}_\Lambda C$	10,8
$^7_\Lambda Li$	5,6	$^{13}_\Lambda C$	11,7
$^8_\Lambda Li$	6,8	$^{14}_\Lambda C$	12,2
$^9_\Lambda Li$	8,5	$^{15}_\Lambda N$	13,6
$^7_\Lambda Be$	5,2	$^{16}_\Lambda O$	14
$^8_\Lambda Be$	6,8	$^{32}_\Lambda S$	17,5



Сверху спектр возбуждённых состояний гиперядра $^{12}_\Lambda C$, образующихся в результате реакции $K^- + {}^{12}C \to \pi^- + {}^{12}_\Lambda C$ при импульсе K^--мезонов $p_K = 720$ МэВ/с и угле вылета π^--мезонов $\theta = 0°$. Пик с $B_\Lambda = 11$ МэВ соответствует основному состоянию Г. $^{12}_\Lambda C$ (ширина пика определяется экспериментальным разрешением). Вклад когерентных переходов нуклонов на оболочках $1p_{3/2}$ ($B_\Lambda = 0$) и $1s_{1/2}$ ($B_\Lambda = -9$ МэВ) показан штриховой кривой. Внизу то же для гиперядра $^{16}_\Lambda O$. Пик с $B_\Lambda = 14$ МэВ соответствует основному состоянию, пик с $B_\Lambda = 8$ МэВ — квазисвободному переходу, в к-ром участвует нейтрон из оболочки $1p_{3/2}$, а Λ-гиперон занимает состояние $1s_{1/2}$. Штриховой кривой показан вклад когерентных переходов на оболочках $1p_{1/2}$ ($B_\Lambda = 3$ МэВ), $1p_{3/2}$ ($B_\Lambda = -3$ МэВ) и $1s_{1/2}$.

с ядрами $(\Xi^- + {}^{12}C \longrightarrow {}_{\Lambda\Lambda}^{6}He + {}^{7}Li)$, при столкновениях частиц высокой энергии (протонов, тяжёлых ионов) с ядрами $\left[p + {}^{A}Z \longrightarrow K^+ + p + {}^{A}_{\Lambda}(Z-1)\right]$, в т. н. процессах фоторождения $\left[\gamma + {}^{A}Z \longrightarrow K^+ + {}^{A}_{\Lambda}(Z-1)\right]$, в антипротон-ядерных взаимодействиях $\left[\bar{p} + {}^{A}Z \longrightarrow \longrightarrow K^+ + \pi^- + {}^{A-1}_{\Lambda}(Z-1)\right]$ и др.

Большинство свойств Г. экспериментально установлено при изучении взаимодействия K^--мезонов с ядрами. Энергии связи и характер распада основных состояний лёгких Λ-Г. определены по индивидуальным событиям, зарегистрированным в *ядерных фотографических эмульсиях* [1]. Из гамма-спектроскопич. экспериментов известны энергии нек-рых низковозбуждённых состояний Λ-Г. [3]. Осн. источником информации о возбуждённых состояниях Г. является изучение реакции (K^-, π^-) на пучках медленных K^--мезонов [2, 3, 4, 5].

Особенностью реакции (K^-, π^-) является возможность т. н. когерентного рождения Г., происходящего с большой вероятностью в условиях безотдачной кинематики, когда импульс q, передаваемый от K^--мезона к π^--мезону, мал по сравнению с характерным импульсом нуклонов в ядре (фермиевским импульсом $q_F \approx 250$ МэВ/с). В этом случае реакция обмена странностью происходит на одном нуклоне ядра ($K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$) и сопровождается мин. возмущением движения остальных нуклонов. В результате образуются преим. гиперядерные состояния, отличающиеся от ядра-мишени заменой нейтрона из нек-рой оболочки на Λ-гиперон в том же пространств. и спиновом состоянии. Поскольку все нейтроны данной оболочки дают когерентный вклад в образование подобных состояний, последние наз. когерентными или странными аналоговыми состояниями, а переходы в них — когерентными или квазиупругими (рис. *б*, [2, 3, 5, 6]). С увеличением передаваемого импульса q, а также с ростом массы ядра-мишени возрастает относит. вероятность переходов в гиперядерные состояния, структура к-рых не аналогична структуре ядра-мишени (квазисвободные переходы [3, 5, 6]).

Теория гиперядер широко использует модели и методы, развитые для обычных ядер (см. *Оболочечная модель ядра*). Структура Г. рассматривается в рамках модели оболочек, взаимодействие гиперона с нуклонами ядра описывается с помощью эффективного гиперон-ядерного потенциала и остаточного гиперон-нуклонного взаимодействия. Экспериментально установлено, что силы притяжения в системе гиперон — ядро лишь немного уступают по интенсивности силам, действующим в обычных ядрах, но в отличие от последних слабо зависят от спинового состояния Λ-гиперона [3, 5]. Свойства мн. состояний Λ-Г. (энергии связи, квантовые числа, сечения возбуждения) согласуются с моделью слабой связи, основанной на предположении, что Λ-гиперон мало влияет на структуру нуклонного остова Г. ${}^{A}_{\Lambda}Z$. В нулевом приближении последняя совпадает со структурой одного из состояний обычного ядра ${}^{A-1}Z$. Точные энергии и волновые функции состояний Г. получаются диагонализацией остаточного взаимодействия.

Исследование Г. важно для установления связей между фундам. барион-барионными взаимодействиями и ядерной структурой и является одним из интенсивно развивающихся направлений ядерной физики.

Лит.: 1) Пневский Е., Зиминска Д., Современное состояние экспериментального исследования гиперядер, в кн.: Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра, М., 1979; 2) Dalitz R. H., Λ-and Σ-hypernuclear physics, в кн.: Proceedings of the International Conference on nuclear physics, Berkeley, 1980, ed. by R. M. Diamond, J. O. Rasmussen, Amst.— [a. o.], 1981; 3) Povh B., Nuclear physics with hyperons, в кн.: Progress in particle and nuclear physics, ed. by D. Wilkinson, Oxf.— [a. o.], 1981; 4) Gal A., Strong interactions in Λ-hypernuclei, в кн.: Advances in nuclear physics, v. 8, N. Y., 1975; 5) Богданова Л. Н., Маркушин В. Е., Возбуждённые состояния гиперядер, «ЭЧАЯ», 1984, т. 15, с. 808; 6) Dover C. B., Walker G. E., The interaction of kaons with nucleons and nuclei, «Phys. Repts, sec. C», 1982, v. 89, p. 1.

Л. Н. Богданова, В. Е. Маркушин.

ГИРОМАГНИТНАЯ ЧАСТОТА (циклотронная частота) — частота вращения свободной заряж. частицы (электрона, позитрона, иона, ...) в пост. однородном магн. поле $\boldsymbol{B}$. Заряж. частица в магн. поле движется по винтовой линии, равномерно смещаясь со скоростью $v_\parallel = (\boldsymbol{v}\,\boldsymbol{B})/B$ вдоль магн. поля и вращаясь по окружности радиуса $r = v_\perp\, cm/qB$ со скоростью $v_\perp = |[\boldsymbol{v}\,\boldsymbol{B}]|/B$ в плоскости, ортогон. магн. полю. Здесь $m = m_0(1 - v^2c^{-2})^{-1/2}$ — масса движущейся частицы, q и m_0 — заряд и масса покоя частицы, v — её мгновенная скорость, c — скорость света в вакууме. Указанное вращение происходит под действием *Лоренца силы* $\boldsymbol{F} = [\boldsymbol{v}\,\boldsymbol{B}]\,q/c$. Частота вращения, т. е. Г. ч., равна $\nu = \nu_B(1 - v^2c^{-2})^{1/2}$. Величина $\nu_B = qB/2\pi m_0 c$, являющаяся предельным нерелятивистским ($v \ll c$) значением Г. ч., не зависит от скорости и определяется массой покоя частицы, её зарядом и магн. полем. В зависимости от величины магн. поля Г. ч. ν_B, напр. электрона, меняется в широких пределах: от неск. Гц в межзвёздной среде ($B \sim 10^{-6}$ Гс) и 1 МГц в земном магн. поле до 10^4 МГц в поле солнечного пятна и 10^{13} МГц в магнитосфере нейтронной звезды ($B \sim 5\cdot 10^{12}$ Гс).

При релятивистском движении Г. ч. определяется полной массой частицы m и, следовательно, зависит от скорости (см. *Относительности теория*). Это обстоятельство наряду с релятивистским *Доплера эффектом* обусловливает смещение спектра излучения релятивистских частиц в магн. поле (см. *Синхротронное излучение*) и принципиальную возможность группировки излучающих частиц (электронов) в *мазерах на циклотронном резонансе*. Излучение эл.-магн. волн частицей, движущейся в магн. поле, происходит на Г. ч. и кратных ей частотах. В результате излучения энергия и скорость частицы уменьшаются (*реакция излучения*), а реальная траектория представляет собой скручивающуюся спираль (винтовую линию с перем. радиусом и шагом). При распространении в ионизов. газе (плазме) или проводящем твёрдом теле эл.-магн. волн с частотой, близкой к Г. ч. и кратным ей частотам, наблюдается *циклотронный резонанс*.

Последоват. квантово-электродинамич. описание взаимодействия эл.-магн. поля с заряж. частицей, вращающейся в однородном магн. поле, показывает, что последнюю следует рассматривать как квантовую систему с дискретным энергетич. спектром E_k (*Ландау уровни*), $k = 0, 1, 2, \ldots$ (квантуется только энергия E_k движения поперёк магн. поля). Для частицы со спином $1/2$ имеем $E_k = kh\nu_B$. Дискретными величинами являются также масса m_k (или полная энергия m_kc^2) и соответствующая классич. Г. ч. $\nu_B m_0/m_k$. Спектр значений полной энергии не является эквидистантным. Этот эффект зависит от величины $b = h\nu_B/m_0c^2 = B/B_{\text{кр}}$, где $B_{\text{кр}} = 2\pi m_0^2c^3/hq$, и особенно существен для релятивистских электронов в сильных магн. полях, сравнимых с критич. значением $B^e_{\text{кр}} \approx 4{,}4\cdot 10^{13}$ Гс (напр., в магнитосферах нейтронных звёзд). На низких уровнях Ландау (при малых номерах k) понятия траектории частицы и классич. Г. ч. теряют смысл (см. *Квазиклассическое приближение* квантовой механики). Поэтому Г. ч. часто наз. квантовую циклотронную частоту $\nu_B = qB/2\pi m_0 c$, т. е. частоту кванта излучения (поглощения) при переходе между двумя соседними уровнями Ландау (см. также *Циклотронное излучение*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; их же, Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980.

В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский.

ГИРОМАГНИТНОЕ ОТНОШЕНИЕ — отношение магн. момента элементарных частиц и систем, состоящих из них, к их механич. моменту; то же, что *магнитомеханическое отношение*.

ГИРОМАГНИ́ТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ — явления, в к-рых выражается связь между магн. и механич. моментами микрочастиц; то же, что *магнитомеханические явления*.

ГИРОСКО́П (от греч. gyréō — кружусь, вращаюсь и skopéō — смотрю, наблюдаю) — быстровращающееся симметричное твёрдое тело, ось вращения (ось симметрии) к-рого может изменять своё направление в пространстве. Свойствами Г. обладают вращающиеся небесные тела, артиллерийские снаряды, роторы турбин, устанавливаемых на судах, винты самолётов и т. п. В совр. технике Г.— осн. элемент всевозможных гироскопич. устройств или приборов, широко применяемых для автоматич. управления движением самолётов, судов, торпед, ракет и в ряде др. систем гироскопич. стабилизации, для целей навигации (указатели курса, поворота, горизонта, стран света и др.), для измерения угловых или поступат. скоростей движущихся объектов (напр., ракет) и во мн. др. случаях (напр., при прохождении стволов штолен, строительстве метрополитенов, при бурении скважин).

Чтобы ось Г. могла свободно поворачиваться в пространстве, Г. обычно закрепляют в кольцах т. н. карданова подвеса (рис. 1), в к-ром оси внутр. и внеш. колец и ось Г. пересекаются в одной точке, наз. центром подвеса. Закреплённый в таком подвесе Г. имеет 3 степени свободы и может совершать любой поворот около центра подвеса. Если центр тяжести Г. совпадает с центром подвеса, Г. наз. у р а в н о в е ш е н н ы м, или а с т а т и ч е с к и м. Изучение законов движения Г.— задача динамики твёрдого тела.

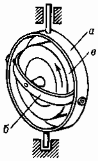


Рис. 1. Классический карданов подвес: *а* — внешнее кольцо, *б* — внутреннее кольцо, *в* — ротор.

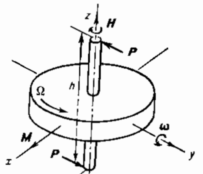


Рис. 2. Прецессия гироскопа. Угловая скорость прецессии ω направлена так, что вектор собственного кинетического момента *H* стремится к совмещению с вектором момента *M* пары, действующей на гироскоп.

Основные свойства гироскопа. Если к оси быстровращающегося свободного Г. приложить пару сил ($\boldsymbol{P}-\boldsymbol{P}$) с моментом $M=Ph$ (h — плечо силы) (рис. 2), то (против ожидания) Г. начнёт дополнительно поворачиваться не вокруг оси x, перпендикулярной к плоскости пары, а вокруг оси y, лежащей в этой плоскости и перпендикулярной к собств. оси тела z. Это дополнит. движение наз. п р е ц е с с и е й. Прецессия Г. будет происходить по отношению к *инерциальной системе отсчёта* (к осям, направленным на неподвижные звёзды) с угловой скоростью

$$\omega = M/I\Omega, \qquad (1)$$

где I — *момент инерции* Г. относительно оси z, Ω — угловая скорость собств. вращения Г. относительно той же оси. Величина $H=I\Omega$ наз. с о б с т в е н н ы м к и н е т и ч е с к и м м о м е н т о м (или *моментом количества движения*) Г. Направление ω определяется так, как показано на рис. 2. Из ф-лы (1) ясно, что прецессия происходит тем медленнее, чем больше Ω; на практике величина ω бывает в миллионы раз меньше Ω.

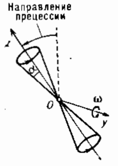


Рис. 3. Конус нутаций.

При более подробном рассмотрении оказывается, что собств. вращение и прецессия симметричного Г. могут сопровождаться т. н. н у т а ц и я м и — быстрыми конич. движениями оси Г. относительно изменяющегося по закону (1) направления (рис. 3). Угол конуса нутации 2α, как правило, бывает очень мал. Кроме того, из-за наличия неизбежных сопротивлений нутации обычно быстро затухают. Всё это позволяет при решении большинства технич. задач учитывать только прецессию Г., что и приводит к т. н. э л е м е н т а р н о й, или п р е ц е с с и о н н о й, т е о р и и гироскопич. явлений, осн. соотношением к-рой является ф-ла (1). В более общем случае, когда угол α между осями собств. вращения и прецессии оказывается не равным 90°, эта ф-ла принимает вид

$$[\boldsymbol{\omega}\cdot I\boldsymbol{\Omega}]=\boldsymbol{M} \text{ или } I\omega\Omega\sin\alpha=M. \qquad (2)$$

При изучении поведения Г. по отношению к подвижному основанию в выражение для $\boldsymbol{M}$ должны входить и моменты сил инерции переносного движения.

Из ф-лы (1) следует, что если Г. будет полностью свободен от постоянно действующих на него сил, т. е. при $M=0$, ось Г. будет сохранять неизменное направление по отношению к неподвижным звёздам, т. к. тогда $\omega=0$. Кратковрем. воздействие на ось такого Г. пары сил с моментом $M\neq 0$ вызовет смещение оси на малый угол, тем меньший, чем меньше ω, т. е. чем больше будет $H=I\Omega$. С прекращением же этого воздействия будет опять $M=0$, а следовательно, и $\omega=0$, так что смещение оси прекратится. Т. о., ось быстровращающегося свободного Г. практически не изменяет своего направления под влиянием кратковрем. внеш. возмущений (толчков) и в этом смысле устойчива. Важным свойством свободного Г. устойчиво сохранять направление своей оси пользуются в устройствах, применяемых для автоматич. управления движением самолётов, ракет и т. п., а также в ряде навигац. и др. приборов.

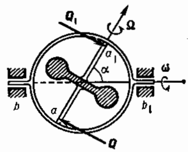


Рис. 4. Гироскоп с двумя степенями свободы.

Г., ось к-рого закреплена подшипниками a, a_1 в кольце с неподвижной осью вращения bb_1 (рис. 4), обладает двумя степенями свободы. Если это кольцо вращать вокруг оси bb_1 с угловой скоростью ω, то Г. будет совершать вынужденную прецессию. При этом со стороны Г. на подшипники a, a_1 действует пара сил (Q, Q_1), стремящаяся совместить ось собств. вращения aa_1 с осью прецессии bb_1 так, чтобы направления векторов $\boldsymbol{\Omega}$ и $\boldsymbol{\omega}$ совпали (правило Н. Е. Жуковского). Момент этой гироскопич. пары

$$\boldsymbol{\Gamma}=I\,[\boldsymbol{\Omega}\cdot\boldsymbol{\omega}] \text{ или } \Gamma=I\omega\Omega\sin\alpha, \qquad (3)$$

где α — угол между осями aa_1 и bb_1. Подобный гироскопич. эффект имеет место у роторов турбин, установленных на судах, при повороте судов или при качке, у винтовых самолётов при виражах и т. п. Ф-ла (3) позволяет определить возникающие при этом гироскопич. давления на подшипники.

На гироскопич. эффекте основан принцип т. н. силовой гироскопич. стабилизации (см. ниже), а также устройство ряда приборов, напр. гироскопич. указателя поворотов и др.

Уравнения движения гироскопа. Движение большинства гироскопич. систем таково, что если исключить кратковрем. переходные процессы, возникающие при ударах или при резких изменениях сил, действующих на систему, изменение ориентации осей роторов Г. относительно направлений на неподвижные звёзды происходит весьма медленно. При изучении такого прецессионного движения достаточно пользоваться элементарной теорией Г.

Исследование процессов, в течение к-рых оси роторов Г. совершают нутации, и решение вопросов устойчивости гироскопич. систем требуют учёта кинетич. моментов всех тел, входящих в состав гироскопич. системы. Соответствующие ур-ния движения являются ур-ниями нутац. теории Г. Дифференц. ур-ния нутац. теории имеют для данной гироскопич. системы более высокий порядок, чем ур-ния прецессионного движения. Однако решение задач нутац. теории упрощается тем обстоятельством, что во мн. случаях можно ограничиться рассмотрением малых движений методами теории малых колебаний.

Строго ур-ния движения Г. справедливы по отношению к инерциальной системе отсчёта, однако на практике движение гироскопич. систем приходится изучать по отношению к осям, связанным с тем подвижным объектом (судно, самолёт, ракета, Земля и др.), на к-ром эти системы установлены. Поэтому при составлении ур-ний в число действующих сил надлежит включать также переносные и *Кориолиса силы* инерции, обусловленные перемещением объекта. Оказывается, что удобнее всего составлять ур-ния движения Г. по отношению к системе координат $O\,\xi^*\,\eta^*\,\zeta^*$ с началом в центре O подвеса гироскопич. системы и с осями, не изменяющими своей ориентации относительно направлений на неподвижные звёзды, т. е. перемещающимися по отношению к инерциальной системе отсчёта поступательно. В этом случае кориолисовы силы инерции вообще отсутствуют, а все силы инерции переносного движения антипараллельны ускорению центра O в его движении относительно инерциальной системы отсчёта.

В теории Г. с достаточным для практики приближением можно за инерциальную систему отсчёта принять невращающуюся систему координат с началом в центре Земли. Точно так же малая погрешность при подсчёте сил инерции переносного движения происходит, если за ускорение центра O подвижной невращающейся системы координат $\xi^*\eta^*\zeta^*$ принять его ускорение относительно земной поверхности. В этом случае вместо действующих на массы частей гироскопич. системы сил тяготения к Земле следует брать силы тяжести. Для составления ур-ний движения Г. введём ещё систему осей $O\,x'y'z'$ с началом в той же точке O, что и у системы $O\,\xi^*\eta^*\zeta^*$ (точка O лежит где-то на оси симметрии ротора, напр. в центре его подвеса). Ось z' системы совпадает с осью симметрии ротора, но сама система $Ox'y'z'$ не вращается вместе с ротором, будучи связанной, напр., с кожухом Г. Тогда

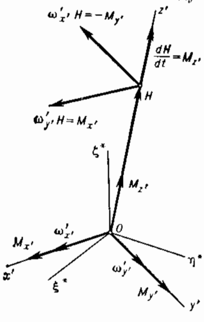


Рис. 5. Приложение теоремы механики системы о кинетическом моменте к установлению уравнения прецессионного движения ротора гироскопа. Скорость конца вектора собственного кинетического момента принимается геометрически равной главному моменту совокупности сил, приложенных к ротору.

ур-ния прецессионного движения ротора, симметричного Г. относительно осей $O\,\xi^*\eta^*\zeta^*$, записанные в проекциях на оси $Ox'y'z'$, имеют вид

$$\begin{aligned} \omega'_{y'}H &= M_{x'}, \\ -\omega'_{x'}H &= M_{y'}, \\ \frac{dH}{dt} &= M_{z'}. \end{aligned} \qquad (4)$$

Они выражают (рис. 5) равенство (по числ. величине и направлению) скорости конца вектора собственного кинетич. момента $\boldsymbol{H}$ и гл. момента $\boldsymbol{M}_0$ относительно центра O сил, приложенных к ротору. В число этих сил должны быть включены переносные силы инерции, обусловленные поступат. движением системы отсчёта $O\ \xi^*\eta^*\zeta^*$. Величины $\omega'_{x'}$ и $\omega'_{y'}$ — проекции на оси x' и y' угловой скорости системы координат $Ox'y'z'$ относительно системы $O\xi^*\eta^*\zeta^*$, т. е. относительно направлений на неподвижные звёзды. Угловую скорость ротора относительно осей $Ox'y'z'$ можно наз. угловой скоростью его собств. вращения. Вектор $\boldsymbol{H}$ направлен по оси собств. вращения (рис. 6) ротора z', а его модуль можно принять равным

$$H = C\,\frac{d\varphi}{dt}, \qquad (5)$$

где C — момент инерции ротора относительно его оси симметрии z' (полярный момент инерции), φ — угол поворота ротора относительно системы координат $x'y'z'$. Принимается также, что $\frac{d\varphi}{dt}$ значительно превышает величину $\omega'_{z'}$ — проекцию угловой скорости системы координат на её же ось (на практике на 3—4 порядка). В большинстве случаев H можно считать постоянным, т. к. обычно моменты сил, вращающих ротор, и моменты сопротивления этому вращению взаимно уравновешиваются. Соответственно, в 3-м из ур-ний (4) следует положить $M_{z'}=0$.

Более строгими ур-ниями движения ротора являются ур-ния, соответствующие нутац. теории Г., а именно:

$$\begin{aligned} A\,\frac{d\omega'_{x'}}{dt} + (C-A)\,\omega'_{y'}\omega'_{z'} + \omega'_{y'}H &= M_{x'}, \\ A\,\frac{d\omega'_{y'}}{dt} + (A-C)\,\omega'_{z'}\omega'_{x'} - \omega'_{x'}H &= M_{y'}, \\ C\,\frac{d\omega'_{z'}}{dt} + \frac{dH}{dt} &= M_{z'}, \end{aligned} \qquad (6)$$

где A — момент инерции ротора относительно к.-л. оси, перпендикулярной его оси симметрии и проходящей через центр O (экваториальный момент инерции). В ур-ниях (6), в отличие от ур-ний (4), принято, что система координат $x'y'z'$ может иметь угловую скорость с произвольной составляющей $\omega'_{z'}$ вдоль оси симметрии ротора z'. В частности, эту систему можно связать с

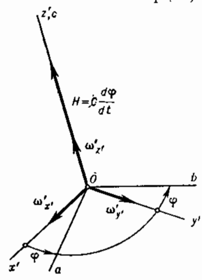


Рис. 6. Вектор собственного кинетического момента гироскопа. Система координат abc связана с ротором гироскопа; она вращается относительно системы $x'y'z'$ с угловой скоростью $d\varphi/dt$ вокруг оси z', совпадающей с осью c. Момент инерции ротора относительно оси c (оси симметрии или оси собственного вращения) обозначен через C.

самим ротором. Тогда ур-ния обращаются в общеизвестные ур-ния Эйлера движения твёрдого осесимметричного тела (см. *Эйлера динамические уравнения*), осложнённые наличием в правых частях упоминавшихся выше переносных сил инерции.

Ур-ния (4) и (6) пригодны для изучения движения ротора Г., не стеснённого кардановым подвесом, напр. в случае шарового Г. (см. ниже), и вообще свободных тел (снаряд, небесные тела, искусств. спутники, космич. корабли). При наличии же карданова подвеса в состав сил, образующих моменты относительно осей x' и y', т. е. в выражения для $M_{x'}$ и $M_{y'}$, войдут неизвестные силы — нормальные реакции подшипников оси ротора. Для исключения этих сил, представляющих воздействие внутр. кольца подвеса (кожуха) на ротор, следует совместно с ур-ниями движения ротора рассматривать также и ур-ния движения элементов подвеса Г.

При составлении ур-ний прецессионного движения Г. в кардановом подвесе изменение кинетич. моментов элементов подвеса не учитывается. Поэтому совокупность сил, приложенных, напр., к внутр. кольцу подвеса (кожуху), следует считать статически эквивалентной нулю (уравновешенной). Т. о., вместо ур-ний движения внутр. кольца фактически составляются ур-ния равновесия всех приложенных к нему сил, т. е. сил взаимодействия с внеш. кольцом, ротором Г. и его основанием, сторонних (внеш.) сил и сил инерции переносного движения. То же относится и к силам, приложенным к внеш. кольцу карданова подвеса.

После исключения нормальных реакций осей подвеса ур-ния прецессионного движения Г. в кардановом подвесе приводятся к виду

$$\omega'_{y'}H = m_{x'} + l_{x'} + (K+k)\sec\beta - (M - l_{z'})\operatorname{tg}\beta,$$
$$-\omega'_{x'}H = m_{y'} + l_{y'} + L, \qquad (7)$$
$$\frac{dH}{dt} = m_{z'} + M.$$

Здесь $m_{x'}$, $m_{y'}$, $m_{z'}$ — суммы моментов относительно осей x', y', z' соответственно всех сторонних сил и сил инерции переносного движения, действующих на ротор; $l_{x'}$, $l_{y'}$, $l_{z'}$ — аналогичные суммы, относящиеся к внутр. кольцу подвеса (кожуху); M — сумма моментов относительно оси z' сил, действующих на ротор со стороны внутр. кольца (кожуха), т. е. сил, вращающих ротор, и сил сопротивления этому вращению (сил трения); L — сумма моментов относительно оси y' (или η_1) кожуха (рис. 7) сил воздействия внеш. кольца карданова подвеса на внутр. кольцо (кожух); K — сумма моментов относительно оси ξ_1 (или ξ) внеш. кольца сил воздействия основания Г. на это кольцо; k — аналогичная сумма моментов сторонних сил, действующих на внеш. кольцо; β — угол поворота внутр. кольца (кожуха) относительно внешнего. Он принимается положительным, если система координат $x'y'z'$, связанная с внутр. кольцом (кожухом), повёрнута относительно системы координат $\xi_1\eta_1\zeta_1$, связанной с внешним кольцом подвеса, против хода часовой стрелки (наблюдение за поворотом производится со стороны положит. части оси y' или η_1). При $\beta=0$ оси этих систем соответственно совпадают.

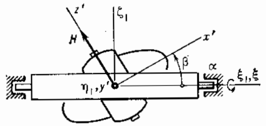


Рис. 7. Схема гироскопа в кардановом подвесе. Система координат $x'y'z'$ связана с внутренним кольцом подвеса, система $\xi_1\eta_1\zeta_1$ — с внешним, а $\xi\eta\zeta$ — с основанием гироскопа (на рис. показана лишь ось ξ).

Для определения величин $\omega'_{x'}$, $\omega'_{y'}$, $\omega'_{z'}$ следует знать угловые скорости: основания Г. относительно системы координат $\xi^*\eta^*\zeta^*$, внеш. кольца карданова подвеса по отношению к основанию и внутр. кольца по отношению к внешнему. Имеют место след. ф-лы:

$$\omega'_{x'} = u_\xi \cos\beta + u_\eta \sin\alpha \sin\beta - u_\zeta \cos\alpha \cos\beta + \frac{d\alpha}{dt}\cos\beta,$$
$$\omega'_{y'} = u_\eta \cos\alpha + u_\zeta \sin\alpha + \frac{d\beta}{dt}, \qquad (8)$$
$$\omega'_{z'} = u_\xi \sin\beta - u_\eta \sin\alpha \cos\beta + u_\zeta \cos\alpha \cos\beta + \frac{d\alpha}{dt}\sin\beta,$$

где u_ξ, u_η, u_ζ — проекции угловой скорости основания Г. на оси, связанной с основанием системы координат $\xi\eta\zeta$. Ось ξ этой системы совпадает с осью внеш. кольца подвеса. Угол поворота внеш. кольца относительно основания обозначен через α (рис. 8). При $\alpha=0$ оси систем координат $\xi\eta\zeta$ и $\xi_1\ \eta_1\ \zeta_1$ соответственно совпадают. Положит. направление отсчёта угла α такое же, как и угла β. Ур-ния (7) и (8) позволяют решать большинство вопросов, связанных с одногироскопными гироскопическими системами в рамках прецессионной теории гироскопа.

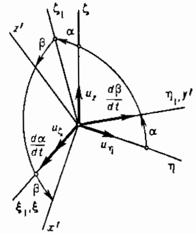


Рис. 8. К подсчёту абсолютной угловой скорости внутреннего кольца карданова подвеса (система координат $x'y'z'$). Вектор $d\alpha/dt$ — относительная угловая скорость внешнего кольца ($\xi_1\eta_1\zeta_1$) относительно основания ($\xi\eta\zeta$); $d\beta/dt$ — угловая скорость внутреннего кольца относительно внешнего.

В случае, когда можно пренебречь моментами трения K и L в осях подвеса и считать равными нулю моменты k, m_z, l_z и M, ур-ния прецессионной теории Г. в кардановом подвесе значительно упрощаются и допускают следующую геометрич. интерпретацию. Вводится вспомогат. система координат xyz с началом в центре подвеса Г. (рис. 9). На расстоянии, равном единице от начала координат, строится плоскость, параллельная координатной плоскости xy. Через x и y обозначаются координаты точки P пересечения вектора H с упомянутой плоскостью (полюс Г.). Тогда ур-ния прецессионного движения Г. можно представить в виде:

$$Hv_x = M_x,$$
$$Hv_y = M_y, \qquad (9)$$

где v_x и v_y — проекции на оси x и y скорости точки P в её движении по отношению к системе координат $O\xi^*\ \eta^*\ \zeta^*$. Модуль H в данном случае — пост. величина. Предполагается, что направление H мало отклоняется от направления оси z, в результате чего координаты x и y точки P малы по сравнению с единицей и с большой точностью равны углам отклонения от координатных плоскостей yz и xz вектора H или, что то же, оси собств. вращения гироскопа z.

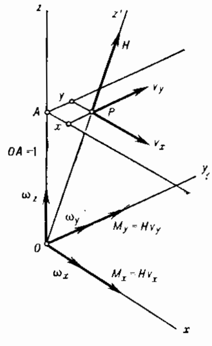


Рис. 9. Полюс гироскопа (точка P) и связь составляющих его скорости v_x и v_y относительно невращающейся системы координат $\xi^*\eta^*\zeta^*$ (на рис. не показана) с суммами M_x и M_y моментов сил, действующих на ротор гироскопа и его внутреннее кольцо (кожух).

Величины M_x и M_y, к-рые находятся в правых частях ур-ний (9), представляют собой суммы моментов относительно осей x и y сторонних сил и переносных сил инерции, действующих на механич. систему: ротор — внутр. кольцо (кожух) Г.

Если обозначить через ω_x, ω_y, ω_z проекции на оси x, y, z угловой скорости системы координат $x\ y\ z$ относительно невращающейся системы $\xi^* \eta^* \zeta^*$, то ур-ния (9) можно представить в виде

$$H\left(\frac{dx}{dt} - y\omega_z + \omega_y\right) = M_x,$$
$$H\left(\frac{dy}{dt} + x\omega_z - \omega_x\right) = M_y. \qquad (10)$$

Полученные ур-ния удобны для исследования поведения однороторного гирокомпаса, гироскопич. маятника (гировертикали) при смещениях основания, на к-ром они расположены. В первом случае ось z направляется на север, а во втором — вертикально.

Ур-ния движения Г. в кардановом подвесе, соответствующие нутац. теории, можно также вывести, пользуясь *Лагранжа уравнениями* 2-го рода. При этом следует рассматривать движение механич. системы, состоящей из ротора и элементов подвеса Г. по отношению к невращающейся системе координат $\xi^*\eta^*\zeta^*$ с началом в центре карданова подвеса, и принять углы α, β и φ за обобщённые координаты упомянутой механич. системы. Составив ур-ния для её кинетич. энергии, с помощью ур-ний Лагранжа 2-го рода можно получить ур-ния движения, позволяющие изучать поведение Г. в разл. гироскопич. устройствах.

Устойчивость гироскопа. Г. с тремя степенями свободы, находящийся под длит. воздействием сил, устойчив не всегда. Напр., вертикальный («спящий») волчок, испытывающий воздействие силы тяжести (рис. 10), устойчив только при выполнении условия

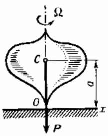


Рис. 10. «Спящий» волчок.

$$(I\Omega)^2 > 4APa, \qquad (11)$$

где P — вес Г., a — расстояние его центра тяжести от точки опоры O, A — момент инерции Г. относительно оси Ox. При невыполнении этого условия ось Г. будет удаляться от вертикали, совершая петлеобразные движения. Аналогичное условие имеет место и для устойчивости прецессионного движения Г. Напр., устойчивость при движении в воздухе вращающегося артиллерийского снаряда приближённо определяется ф-лой Н. В. Маиевского, к-рая совпадает с (11), если в ней под P понимать силу сопротивления воздуха, а под a — расстояние от центра масс C до точки O пересечения линии действия силы P с осью снаряда (рис. 11). Г. с двумя степенями свободы (рис. 4) всегда неустойчив; при толчке, дающем момент относительно оси bb_1, такой Г. начнёт вращаться вместе с кольцом вокруг этой оси.

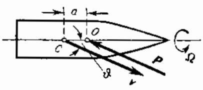


Рис. 11. К устойчивости вращающегося снаряда.

Гироскопы в технике. Применяемые в технике Г. представляют собой тела вращения (роторы), имеющие обычно форму маховика с утолщённым ободом или шара массой от неск. г до десятков кг. Быстрое вращение Г. (со скоростью до 60 000 об/мин и более) обычно достигается тем, что ротор Г. делают вращающейся частью (ротором) быстроходного электродвигателя пост. или переменного тока. Иногда вращение Г. поддерживается струёй воздуха — ротор Г. является одновременно ротором возд. турбинки. К основанию прибора (устройства) Г. крепится с помощью той или иной системы подвеса. Наиболее употребителен карданов подвес с ротором, заключённым в кожух. Для уменьшения сопротивления вращению в ряде случаев кожух делается герметичным и заполняется водородом. Это способствует также предотвращению коррозии металлич. частей и окисления смазки. В нек-рых приборах кожух, заключающий в себе ротор Г., погружают в жидкость. Подшипники кожуха (поплавка) при этом почти полностью разгружаются и момент трения скольжения в них уменьшается до стотысячных долей. Н·см. Применяются также проволочные (торсионные) подвесы и подвесы на возд. плёнке, напр. у т.н. шара-гироскопа (рис. 12).

Важным элементом мн. гироскопич. приборов является уравновешенный Г. с тремя степенями свободы. Для повышения точности прибора требуется максимально уменьшать величину момента M, возникающего вследствие трения в осях подвеса и несовпадения центра тяжести ротора с центром подвеса, т. к., согласно ф-ле (1), этот момент вызывает прецессию (уход) оси ротора. Момент трения в подвесах точных (прецизионных) Г. обычно уменьшают применением высококачеств. шариковых подшипников. Вследствие вибраций подвеса или возвратно-вращат. движений внеш. обоймы шарикоподшипников момент трения в ряде случаев удаётся сделать значительно меньше момента силы тяжести. Уменьшение момента силы тяжести достигается соответствующей балансировкой Г. Требуемая при этом точность совмещения центра масс Г. с геом. центром подвеса очень велика. Так, для Г. ср. размеров массой ок. 1 кг, имеющего угловую скорость вращения ротора порядка 30 000 об/мин, смещение центра масс от оси подвеса на 1 мк вызывает прецессию со скоростью ок. 1 град/ч. Земля вращается со значительно большей угловой скоростью — 15 град/час. Следовательно, подобным Г. можно легко обнаружить факт вращения Земли. Однако для решения ряда технич. вопросов, напр. навигации судов и ракет, требуется ещё более высокая точность балансировки, т. к. скорость ухода оси Г. относительно неподвижных звёзд порядка 1 град/ч оказывается чрезмерно большой. Улучшая балансировку и уменьшая трение в осях, а также увеличивая кинетич. момент H, удаётся в соответствии с ф-лой (1) достичь медленного ухода оси и обеспечить тем самым необходимую точность работы разл. гироскопич. приборов, в частности приборов управления движением баллистич. ракет и систем инерциальной навигации.

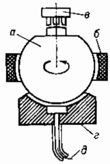


Рис. 12. Шар-гироскоп Сперри на воздушном подвесе: *а* — стальной ротор; *б* — статор, создающий вращающее магнитное поле; *в* — датчик, посредством сигналов к-рого производится «слежение» за осью шара на качающемся основании (корабле); *г* — бронзовая чаша, отделённая от шара воздушным слоем толщиной порядка сотых долей мм; *д* — подача сжатого воздуха для поддержки шара-гироскопа.

В обычных Г. имеются два разл. вида подшипников: подшипники, в к-рых совершает быстрое вращение ротор, и подшипники подвеса. Подшипники оси собств. вращения ротора должны обладать достаточной жёсткостью, высокой долговечностью при работе на больших скоростях вращения. Подшипники же подвеса работают при малых угловых скоростях и осн. требование к ним — иметь возможно меньшее трение.

Среди современных типов Г., в к-рых проблема опор решается иначе, чем в классич. схеме «ротор в кардановом подвесе», следует упомянуть т. н. динамически настраиваемый Г. В нём быстровращающийся ротор посредством упругих связей и промежуточных инерц. элементов крепится к валу. Спец. подбором параметров (условие динамич. настройки) добиваются равенства нулю (в среднем) моментов, вызывающих прецессию оси ротора в пределах малых углов её отклонения от оси вала ротора. В результате ось ротора практически оказывается неподвижной в инерциальном пространстве. Преимуществом этих Г. является отсутствие специфич. моментов трения в подшипниках подвеса, а также возможность увеличения кинетич. момента ротора при неизменных габаритах прибора.

Стремление получить Г. более высокой точности привело к созданию электростатич. и магн. подвесов. В этих Г. быстровращающийся шар поддерживается электрич. или магн. полем в вакууме. Т. к. из камеры, в к-рой находится вращающееся тело, газ полностью выкачан, то тело практически не испытывает трения и может вращаться по инерции в течение неск. нед.

В случае электростатич. подвеса поверхность шара выполняется из диэлектрика, и поддерживающее электрич. поле индуцирует на нём электрич. заряды противоположного знака, в результате чего всегда возникает притягивающая сила. Для подвешивания тел это свойство непосредственно использовать нельзя, т. к., согласно *Ирншоу теореме*, статич. равновесие тел, притягивающихся друг к другу по закону обратных квадратов, всегда неустойчиво. Для создания устойчивого подвеса используют регулируемое поле. То же самое имеет место и для магн. подвесов, когда ротор выполняется из ферромагнетика. Если же ротор изготавливать из диамагн. материала, то подвес может быть устойчивым и без дополнит. регулирования магн. поля (пассивный подвес). Эта схема подвеса нашла применение в т. н. криогенном Г., в к-ром в условиях сверхнизких темп-р материал шара — ниобий — переходит в сверхпроводящее состояние, при этом он становится идеальным диамагнетиком. Внутрь такого материала магн. поле не проникает. Само поле создаётся токами, циркулирующими в сверхпроводнике без потерь.

Перспективными датчиками инерциальной информации являются лазерный Г. и волновой твердотельный Г., принцип действия к-рых основан на инерционности образующихся в них стоячих волн — электромагнитных в лазерном Г. и упругих в твердотельном. В лазерных Г. используют два луча света от источника когерентного излучения, распространяющиеся в противоположных направлениях по замкнутому кольцевому контуру. При вращении основания, на к-ром установлен Г., между лучами возникает разность фаз, что позволяет обнаружить это вращение и найти его угловую скорость или угол поворота.

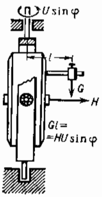


Рис. 13. Гироскоп направления.

Волновой твердотельный Г. состоит из полого резонатора, к-рый представляет собой оболочку вращения (сферическую, цилиндрическую и т. д.), системы возбуждения стоячих волн и системы съёма информации о положении узлов и пучностей стоячих волн. При повороте основания Г. на угол φ стоячая волна поворачивается на угол $k\varphi$, где $0<k<1$ постоянная, зависящая от свойств материала, формы резонатора, а также числа узлов и пучностей стоячей волны. Измеряя угол поворота стоячей волны, можно вычислить угол поворота основания. См. также *Квантовый гироскоп*.

В ряде приборов используется также свойство Г. равномерно прецессировать под действием постоянно приложенных сил. Так, если посредством дополнит. груза вызвать прецессию Г. с угловой скоростью, численно равной и противоположно направленной вертикальной составляющей угловой скорости вращения Земли $U\sin\varphi$ (где U — угловая скорость Земли, φ — широта места), то ось такого Г. с той или иной степенью точности будет сохранять неизменное направление относительно стран света. В течение неск. часов, пока не накопится ошибка в 1—2°, такой Г., именуемый г и р о а з и м у т о м, или Г. н а п р а в л е н и я (рис. 13), может заменить компас (напр., на самолётах, в частности в полярной авиации, где показания магн. компаса ненадёжны). Аналогичным Г., но со значительно большим смещением центра тяжести от оси прецессии, можно определять поступат. скорость объекта, движущегося в направлении оси bb_1, с любым ускорением w (рис. 14). Если отвлечься от влияния силы тяжести, то можно считать, что на Г. действует момент mwl переносной силы инерции Q, где m — масса Г., l — плечо. Тогда, по ф-ле (1), Г. будет прецессировать вокруг оси bb_1 с угловой скоростью $\omega=(ml/I\Omega)w$. После интегрирования последнего равенства получаем $v=v_0+(I\Omega/ml)\psi$, где v_0 — нач. скорость объекта. Т. о., оказывается возможным определить скорость объекта v в любой момент времени по углу ψ, на к-рый Г. повернётся к этому моменту вокруг оси bb_1. Для этого прибор должен быть снабжён счётчиком оборотов и устройством, вычитающим из полного угла поворота угол, на к-рый Г. повернётся вследствие действия на него момента силы тяжести. Таким прибором (интегратором продольных кажущихся ускорений) определяют скорости вертик. взлёта ракеты; при этом ракета должна быть стабилизирована так, чтобы она не имела вращения вокруг своей оси симметрии.

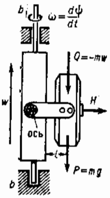


Рис. 14. Гироскопический измеритель скорости подъёма ракеты: w — ускорение подъёма; g — ускорение свободного падения; P — сила тяжести; Q — сила инерции; $H=I\Omega$ — собственный кинетический момент.

В ряде совр. конструкций применяют т. н. п о п л а в к о в ы й, или и н т е г р и р у ю щ и й, Г. Ротор такого Г. помещён в кожух — поплавок, погружённый в жидкость (рис. 15). При вращении поплавка вокруг его оси x на Г. будет действовать момент M_x вязкого трения, пропорциональный угловой скорости вращения ω_x. Благодаря этому оказывается, что если Г. сообщить принудит. вращение вокруг оси y, то угловая скорость этого вращения ω_y в соответствии с равенством (1) будет пропорциональна ω_x. В результате угол поворота поплавка вокруг оси x будет, в свою очередь, пропорционален интегралу по времени от ω_y (поэтому Г. и наз. интегрирующим). Дополнит. электрич. и электромеханич. устройства позволяют или измерять этим Г. угловую скорость, или сделать его элементом стабилизирующего устройства. В первом случае спец. электромагнитами создаётся момент относительно оси x, направленный против вращения поплавка; величина этого момента регулируется так, чтобы поплавок остановился. Тогда момент M_1 как бы заменит момент M_x сил вязкого трения и, следовательно, по ф-ле (1), угловая скорость ω_y будет пропорциональна величине M_1, определяемой по силе тока, протекающего по обмоткам электромагнита. Во втором случае, при стабилизации, напр., вокруг неподвижной оси y, корпус интегрирующего Г. размещается на платформе, к-рую может вращать вокруг оси y спец. электродвигатель (рис. 16). Для объяснения принципа стабилизации предположим, что основание, на к-ром расположены подшипники платформы, само повернётся вокруг оси y на нек-рый угол α. При неработающем двигателе платформа повернётся

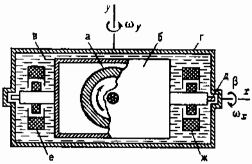


Рис. 15. Поплавковый интегрирующий гироскоп: *а* — ротор гироскопа; *б* — поплавок, в теле к-рого расположен подшипник оси ротора; *в* — поддерживающая жидкость; *г* — корпус; *д* — стальные цапфы в камневых опорах; *е* — датчик угла поворота поплавка относительно корпуса; *ж* — электромагнитное устройство, прилагающее момент вокруг оси поплавка.

в этом случае вместе с основанием на тот же угол α, а поплавок совершит поворот вокруг оси x на угол β, пропорциональный углу α. Если теперь двигатель будет вращать платформу в обратном направлении до тех пор, пока поплавок не вернётся в исходное положение, то одновременно в исходное положение вернётся и платформа. Можно непрерывно управлять двигателем так,

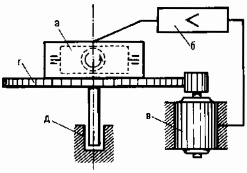


Рис. 16. Стабилизация вокруг неподвижной оси посредством поплавкового гироскопа: *а* — гироскоп-поплавок; *б* — усилитель; *в* — электродвигатель; *г* — платформа; *д* — основание.

чтобы угол поворота поплавка сводился к нулю, тогда платформа окажется стабилизированной. Сочетание двух поплавковых Г. в общем подвесе с аналогично управляемыми электродвигателями приводит к стабилизации фиксированного направления, а трёх — к пространств. стабилизации, используемой, в частности, в схемах инерциальной навигации.

В рассмотренной системе стабилизации Г. играет роль чувствит. элемента, обнаруживающего отклонения объекта от заданного положения, а возвращение в это положение производится электродвигателем, получающим соответствующий сигнал. Подобные системы гироскопич. стабилизации наз. индикаторными (стабилизаторы непрямого действия). Наряду с этим в технике применяются системы т. н. силовой гироскопич. стабилизации (стабилизаторы прямого действия), в к-рых Г. непосредственно воспринимают на себя усилия, мешающие осуществлению стабилизации, а двигатели играют вспомогат. роль, разгружая частично или полностью Г. и ограничивая тем самым углы их прецессии. Конструктивно такие системы проще индикаторных.

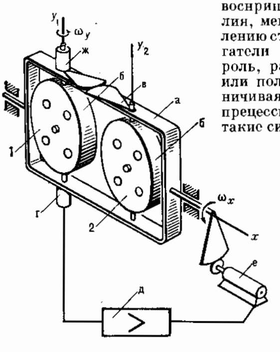


Рис. 17. Силовая гироскопическая рама: *а* — собственно рама; *б* — гироскоп; *в* — спарник; *г* — датчик угла поворота гироскопа относительно рамы; *д* — усилитель сигнала датчика; *е* — стабилизирующий двигатель; *ж* — датчик момента.

Примером может служить одноосная двухгироскопич. рама (рис. 17); роторы находящихся в раме Г. вращаются в разные стороны. Допустим, что на раму подействует сила, стремящаяся повернуть её вокруг оси x и сообщить угловую скорость ω_x. Тогда, по правилу Жуковского, на кожух *1* начнёт действовать пара, стремящаяся совместить ось ротора с осью x. В результате Г. начнёт прецессировать вокруг оси y_2 с нек-рой угловой скоростью ω_y. Кожух *2* по той же причине будет прецессировать вокруг оси y_2 в противоположную сторону. Углы поворотов кожухов будут при этом одинаковы, т. к. кожухи связаны зубчатым сцеплением. Вследствие этой прецессии на подшипники кожуха *1* подействует новая пара, стремящаяся совместить ось ротора с осью y_1. Такая же пара будет действовать на подшипники кожуха *2*. Моменты этих пар направлены противоположно ω_x (что следует из правила Жуковского) и стабилизируют раму, т. е. удерживают её от поворота вокруг оси x. Однако если прецессии Г. не будут ограничены, то, как видно из ф-лы (3), при повороте кожухов вокруг осей y_1, y_2 на угол 90° стабилизация прекратится. Поэтому на оси одного из кожухов имеется датчик, регистрирующий угол поворота кожуха относительно рамы и управляющий двигателем стабилизации. Возникающий у двигателя вращающий момент направлен противоположно моменту, стремящемуся повернуть раму вокруг оси x; вследствие этого прецессия Г. прекращается. Рассмотренная рама стабилизирована по отношению к поворотам вокруг оси x. Повернуть раму вокруг любой оси, перпендикулярной x, можно беспрепятственно, но возникающий при этом гироскопич. момент может вызвать значит. давления на подшипники Г. и их кожухов. Сочетание трёх таких рам с взаимно перпендикулярными осями приводит к пространств. стабилизации (напр., искусств. спутника).

В силовых гироскопич. системах, в отличие от свободных Г., из-за больших моментов инерции стабилизируемых масс возникают весьма заметные колебат. движения типа нутаций. Должны быть приняты спец. меры для того, чтобы эти колебания были затухающими, иначе в системе возникают автоколебания. В технике применяются и др. гироскопич. приборы, принципы действия к-рых основаны на свойствах Г.

Лит.: Булгаков Б. В., Прикладная теория гироскопов, 3 изд., М., 1976; Николаи Е. Л., Гироскоп в кардановом подвесе, 2 изд., М., 1964; Малеев П. И., Новые типы гироскопов, Л., 1971; Магнус К., Гироскоп. Теория и применение, пер. с нем., М., 1974; Ишлинский А. Ю., Ориентация, гироскопы и инерциальная навигация, М., 1976; его же, Механика относительного движения и силы инерции, М., 1981; Климов Д. М., Харламов С. А., Динамика гироскопа в кардановом подвесе, М., 1978; Журавлев В. Ф., Климов Д. М., Волновой твердотельный гироскоп, М., 1985; Новиков Л. З., Шаталов М. Ю., Механика динамически настраиваемых гироскопов, М., 1985.

А. Ю. Ишлинский.

ГИРОСКОПИ́ЧЕСКИЕ СИ́ЛЫ — силы, зависящие от скоростей и обладающие тем свойством, что сумма их работ (или мощностей) при любом перемещении системы, на к-рую действуют эти силы, равна нулю. Если $\boldsymbol{F}_i$ — Г. с., то для них

$$\sum \boldsymbol{F}_i \cdot d\boldsymbol{r}_i = 0 \text{ или } \sum \boldsymbol{F}_i \cdot \boldsymbol{v}_i = 0,$$

где $\boldsymbol{r}_i$ — радиусы-векторы точек приложения сил, $\boldsymbol{v}_i$ — скорости этих точек. Назв. «Г. с.» появилось в связи с тем, что такие силы встречаются в теории *гироскопа*. Хотя Г. с., как зависящие от скоростей, не являются потенциальными, но на систему, на к-рую кроме потенциальных сил действуют ещё и Г. с., тоже распространяется закон сохранения механич. энергии (см. *Силовое поле*).

Примерами Г. с. являются *Кориолиса сила* инерции $\boldsymbol{F}_{\text{кор}} = -2m[\boldsymbol{\omega}\boldsymbol{v}]$ материальной точки с массой m, движущейся со скоростью $\boldsymbol{v}$ по отношению к подвижной (неинерциальной) системе отсчёта ($\boldsymbol{\omega}$ — угловая скорость этой системы отсчёта), и *Лоренца сила* $\boldsymbol{F} = \left(\frac{e}{c}\right)[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}]$, действующая на заряж. частицу с зарядом e, движущуюся со скоростью $\boldsymbol{v}$ в магн. поле ($\boldsymbol{B}$ — магн. индукция, c — скорость света). Каждая из этих сил направлена перпендикулярно скорости, поэтому их работа или мощность при любом перемещении точки (частицы) равна нулю. *С. М. Тарг.*

ГИРОТРО́Н — генератор эл.-магн. колебаний СВЧ-диапазона, основанный на вынужденном излучении электронов, вращающихся в однородном постоянном магн. поле. Г.— разновидность *мазера на циклотронном резонансе*, в котором электроны взаимодействуют с эл.-магн. полем резонатора в условиях, когда фазовая скорость волны больше c.

ГИРОТРОПИ́Я о п т и ч е с к а я (от греч. gyréuō — кружусь, вращаюсь и trópos — поворот, направление) — совокупность оптич. свойств среды, имеющей по крайней мере одно направление, не эквивалентное обратному, связанных с проявлением эффектов пространств. дисперсии первого порядка; важнейшие из них — эллиптич. *двойное лучепреломление* и эллиптич. *дихроизм* (частный случай — *вращение плоскости поляризации*, откуда и название). Явление Г. было обнаружено Д. Ф. Араго (D. F. Arago) в 1811 в экспериментах с кристаллич. пластинами кварца, вырезанными перпендикулярно оптич. оси.

Ур-ния связи для гиротропной среды имеют вид:

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{E} + \gamma\nabla \otimes \boldsymbol{E}, \tag{1}$$

где ε — тензор диэлектрич. проницаемости, $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля световой волны, $\boldsymbol{D}$ — индукция, γ — тензор гирации 3-го ранга, а $\otimes$ означает тензорное умножение. Для прозрачных немагн. сред и плоских монохроматич. волн ур-ние (1) можно записать в виде:

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{E} + [g\nabla,\ \boldsymbol{E}] = \varepsilon\boldsymbol{E} + i\,[g\boldsymbol{k},\ \boldsymbol{E}], \tag{2}$$

где g — псевдотензор гирации 2-го ранга, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор.

Такой вид ур-ний означает, что ответ среды — индукция $\boldsymbol{D}$ — на внеш. возмущение — поле $\boldsymbol{E}$ — зависит не только от поля в рассматриваемой точке, но и от поля в нек-рой окрестности радиуса a, т. е. учитывается нелокальность связей между векторами поля (см. *Дисперсия пространственная*).

Для возникновения Г. необходимо: 1) заметное изменение фазы световой волны на характеристич. расстоянии a молекулярного взаимодействия, создающего пространств. дисперсию (параметром a могут быть: размеры молекул, межмолекулярные расстояния, постоянная кристаллич. решётки, длина свободного пробега электронов, экситонов и т. д.); 2) наличие в рассматриваемом объекте определ. диссимметрии (хиральности) — прежде всего отсутствие центра симметрии. Г. может быть как естественной, так и индуцированной, наведённой к.-л. полями (электрич., магн.) или деформацией; в сильных световых (лазерных) полях возможна *нелинейная оптическая активность*.

Если Г. обусловлена внутримолекулярными взаимодействиями и локализованными в молекуле возбуждениями, то параметр a отождествляется с размерами молекулы и внутримолекулярными расстояниями. В этом случае говорят о «м о л е к у л я р н о й» Г., связанной с *оптической активностью* молекул.

Если причиной гиротропных свойств кристалла являются межмолекулярные взаимодействия и делокализов. возбуждения или движение свободных носителей, параметром a соответственно служат межмолекулярные расстояния, радиус молекулярного действия, размеры элементарной ячейки и т. д. В этом случае говорят о «к р и с т а л л и ч е с к о й» Г.

В случае молекулярной Г. диссимметрична внутр. структура самой молекулы, а при кристаллич. Г. диссимметрична структура кристалла (хотя молекулы в свободном состоянии могут быть и симметричными). В кристалле могут существовать одновременно оба вида Г. Т. о., Г. могут обладать и вещества, состоящие из оптически неактивных молекул, а с другой стороны, вещество, состоящее из оптически активных молекул (т. н. рацемат), может и не вращать плоскость поляризации (см. *Оптически активные вещества*).

Тензор γ, как всякий тензор 3-го ранга, можно представить в виде суммы неприводимых тензоров — псевдоскаляра, вектора и псевдотензора. В изотропных средах (напр., газе, жидкости, растворе) Г. описывается псевдоскаляром. В этом случае Г. среды определяется Г. самих объектов, из к-рых среда состоит (напр., молекул, ионных группировок, комплексов). Такие объекты наз. оптически активными.

Векторная компонента проявляется в кристаллах планальных классов средних сингоний только в эллиптич. поляризации вектора $\boldsymbol{E}$. Псевдотензорная компонента описывает «кристаллические», или «структурные», эффекты, связанные с анизотропией расположения молекул (или иных центров) в кристалле. «Кристаллической» Г. могут обладать не только энантиоморфные (хиральные) кристаллы, но и кристаллы иных нецентросимметричных классов.

Световой луч, падающий на прозрачную гиротропную среду, испытывает в ней эллиптич. двойное лучепреломление: с разной скоростью и по разным направлениям в ней распространяются две волны, поляризованные эллиптически, причём эллипсы поляризаций этих волн несколько различны по размерам и форме, а направления обхода их противоположны. Оси эллипсов взаимно перпендикулярны, однако векторы индукции в них не точно ортогональны. В общем случае двуосного кристалла при падении на него линейно поляризованного света в нём имеет место эллиптич. двупреломление.

В одноосных кристаллах линейно поляризованный луч, идущий вдоль оптич. оси, испытывает вращение плоскости поляризации вследствие разницы скоростей волн с правой и левой поляризаций. В др. направлениях имеет место эллиптич. двупреломление, как и в двуосных кристаллах. При распространении линейно поляризованной волны в оптически изотропной гиротропной среде в любом направлении в ней распространяются две волны с круговой поляризацией — правой и левой, имеющие различные скорости и соответственно различные показатели преломления. Поэтому плоскость поляризации линейно поляризованной волны по мере распространения в этой среде будет поворачиваться.

При приближении частоты проходящего через среду света к области резонансов (где поглощение ещё пренебрежимо мало, а показатель преломления значительно возрастает) ур-ния (1) и (2), строго говоря, уже не вполне применимы. Как показывает расчёт, в области частот, меньших резонансной, но вблизи неё может существовать кроме обыкновенной и необыкновенной добавочная третья волна, имеющая другой коэф. преломления по сравнению с основной, а следовательно, и другую длину [1].

Для поглощающих сред явления более сложны; точная теория здесь не построена. Тензор ε, как известно, становится комплексным и неэрмитовым и содержит симметричные и антисимметричные части; то же относится и к тензорам γ и g. Физич. смысл этих частей показан в табл. (здесь показаны и эффекты, возникающие во внеш. магн. поле и в магнитоэлектрич. средах). Если при прямом и обратном прохождении через вещество эффект не меняет знака, он наз. обратимым; в противном случае он наз. невзаимным. В табл. указаны свойства тензоров ε и γ при обращении координат P и обращении времени T; знаки «+» и «—» говорят о сохранении или изменении знака при преобразованиях. Из табл. видно, что все невзаимные эффекты связаны с изменением знака при обращении времени. При наличии поглощения в гиротропных средах возникает эллиптич. или круговой *дихроизм*. Получаемые при этом ур-ния для распространения волн оказываются весьма сложными и затруднительны для практич. применения, в особенности для произвольных направлений. Для частного случая распространения света в одноосном поглощающем кристалле вдоль оптич. оси амплитуды волн с правой и левой круговыми поляризациями вследствие кругового дихроизма будут различны, а эллипсы поляризации расположены не перпендикулярно. Поэтому результирующее колебание поляризовано эллиптически, причём по мере распространения волны оси эллипса поляризации поворачиваются. Эти эффекты значительно ярче выражены, чем рассмотренные выше для прозрачных двуосных кристаллов.

Физический смысл действительных и мнимых частей тензоров ε и γ

Действительные и мнимые части тензоров	Симметрия части	Симметрия свойства относительно обращения пространства P	Симметрия свойства относительно обращения времени T	Физические свойства, изображаемые данной частью	Функциональные связи явлений
Reε (ω)	Симметричная	+	+	Линейное обратимое двупреломление	оптич. анизотропия
	Антисимметричная	+	—	Круговой невзаимный дихроизм	
Imε (ω)	Симметричная	+	+	Линейный дихроизм	
	Антисимметричная	+	—	Круговое невзаимное двупреломление	магн. эффекты
Reγ (ω)	Симметричная	—	—	Линейный невзаимный дихроизм	
	Антисимметричная	—	+	Круговое обратимое двупреломление	
Imγ (ω)	Симметричная	—	—	Гиротропное невзаимное двупреломление	гиротропия
	Антисимметричная	—	+	Круговой обратимый дихроизм	

Г. газов, паров, жидкостей и растворов определяется оптич. активностью составляющих их молекул. Вклады отд. молекул суммируются, и результат зависит от характера ориентации (напр., в жидких кристаллах, стёклах, полимерах) и межмолекулярных взаимодействий [2]. В молекулярных кристаллах наблюдается Г. молекулярного происхождения, зависящая от ориентации оптически активных молекул; примером могут быть кристаллы сахара, винной кислоты, бензола.

В Г. молекулярных кристаллов важную роль играет деформация молекул внутр. полем кристалла, встречающаяся весьма часто. Оказывается, что ничтожных диссимметричных деформаций — порядка 0,01—0,005Å — достаточно для появления у молекулы оптич. активности. Примером может быть трифенилен, молекула к-рого высокосимметрична, а при кристаллизации она деформируется, становится асимметричной и оптически активной (кристалл нецентросимметричен и гиротропен).

Г. ионных кристаллов связывается с ионными группировками, часто деформированными (IO_3, SO_3, NO_2 и т. п.), однако учитывают и экситонные эффекты (пока недостаточно выделенные); примерами могут быть сульфат лития, нитрит натрия.

В полупроводниковых кристаллах Г. связывается как с прямыми межзонными переходами электронов (напр., киноварь) и эффектами в зоне проводимости, так и с экситонными взаимодействиями (перенос возбуждений).

Г. наблюдается не только на частотах электронных переходов, но и в области оптич. и акустич. ветвей колебаний решётки. Г. проявляется в спектрах рэлеевского и комбинац. рассеяния, создавая циркулярную поляризацию в спектрах отражения, а также в циркулярно поляризованной люминесценции [7] гиротропных веществ.

Исследования Г. широко применяются в химии, хим. физике и биофизике для исследования структуры молекул, конформации полимеров, строения жидких кристаллов, исследования структуры примесных центров, определения симметрии кристаллов и т. п.

Лит.: 1) Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; 2) Кизель В. А., Бурков В. И., Гиротропия кристаллов, М., 1980; 3) Федоров Ф. И., Теория гиротропии, Минск, 1976; 4) Агранович В. М., Гинзбург В. Л., К феноменологической электродинамике гиротропных сред, «ЖЭТФ», 1972, т. 63, с. 838; 5) Бокуть Б. В., Сердюков А. Н., К феноменологической теории естественной оптической активности, «ЖЭТФ», 1971, т. 61, с. 1808; 6) Бокуть Б. В., Гиргель С. С., О поляризации электромагнитных волн в гиротропных кристаллах, «Кристаллография», 1976, т. 21, с. 264; 7) Richardson F., Riehl J., Circularly polarized luminescence spectroscopy, «Chem. Revs.», 1977, v. 77, p. 773. *В. А. Кизель.*

ГИРОТРО́ПНАЯ СРЕДА́ — среда, локальные макроскопич. свойства к-рой неинвариантны относительно зеркальных отражений, т. е. изменяются при нек-рых зеркальных отражениях. В результате процессы, происходящие в Г. с., обнаруживают несимметрию правого и левого, а соответствующие характеристики Г. с. описываются псевдотензорными величинами (см. *Псевдотензор*). Среда наз. гироэлектрической (гиромагнитной), если псевдотензорной величиной является диэлектрич. (магн.) проницаемость. Типичными примерами Г. с. могут служить *ферриты* и *плазма* во внеш. магн. поле.

Гиротропия среды обычно связана с нарушением зеркальной симметрии (дисимметрией) образующих её элементов (напр., частиц) и их свойств. Это нарушение может быть вызвано внеш. воздействиями, напр. механич. сжатием (механич. гиротропия), наложением магн. и электрич. полей (магнитоактивные среды и электрогиротропия), вращат. движением среды (динамооптич. эффекты), облучением среды светом (нелинейная оптич. гиротропия, и в частности обратный *Фарадея эффект*). Отсутствие зеркальной симметрии (иногда это свойство наз. хиральностью) может быть присуще также составляющим среду частицам (естеств. гиротропия). Кроме того, гиротропия среды может быть обусловлена след. причинами: 1) гиротропным характером взаимодействия между частицами (напр., нарушение пространств. чётности в *слабых взаимодействиях*); 2) винтообразным упорядочением частиц (холестерич. *жидкие кристаллы*, геликоидальные ферромагнетики и др. среды с винтовыми осями симметрии); 3) преим. «правой» (или «левой») структурой мелкомасштабных неоднородностей в среде (напр., гиротропная турбулентность и гиротропия хаотич. магн. поля, см. *Гидромагнитное динамо*).

Обычно Г. с. анизотропна, хотя существуют важные исключения: гиротропной может быть изотропная среда, состоящая из хиральных частиц; напр., водный раствор сахара, в к-ром кол-во «правых» и «левых» молекул различно. Весьма загадочным представляется тот факт, что все наиболее важные ткани живых организмов гиротропны, а именно: образованы хиральными молекулами, находящимися преим. в одной из двух зеркальных форм. В неживой природе кол-во правых и левых молекул в среднем обычно одинаково (рацемическая смесь).

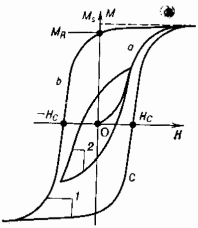
Гиротропия в существенной мере определяет поляризацию и показатели преломления эл.-магн. волн в среде. Благодаря этому обстоятельству, изменяя характеристики Г. с., управляют свойствами эл.-магн. излучения, а измеряя параметры эл.-магн. волн, определяют характеристики Г. с., в частности, с гиротропией связаны Фарадея эффект и *Коттона — Мутона эффект*, а также существование свистящих *атмосфериков* в ионосфере и *геликонов* в плазме твёрдого тела, возникновение обыкновенных и необыкновенных волн в ферритах и ферродиэлектриках и т. д. Кроме того, при большой интенсивности излучения гиротропия способна оказывать существенное влияние на нелинейное взаимодействие волн и на характер их воздействия на среду (напр., при нелинейном воздействии радиоволн на ионосферу).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 4], М., 1985; Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1979; Кизель В. А., Оптическая активность и дисимметрия живых систем, «УФН», 1980, т. 131, с. 209; Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А., Турбулентное динамо в астрофизике, М., 1980.
В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский.

ГИСТЕРЕ́ЗИС (от греч. hystérēsis — отставание, запаздывание), явление, к-рое состоит в том, что физ. величина, характеризующая состояние тела (напр., *намагниченность*), неоднозначно зависит от физ. величины, характеризующей внеш. условия (напр., магн. поля). Г. имеет место в тех случаях, когда состояние тела в данный момент времени определяется внеш. условиями не только в тот же, но и в предшествующие моменты времени. Неоднозначная зависимость величин наблюдается в любых процессах, т. к. для изменения состояния тела всегда требуется определ. время (время *релаксации*) и реакция тела отстаёт от вызывающих её причин. Такое отставание тем меньше, чем медленнее изменяются внеш. условия. Однако для нек-рых процессов отставание при замедлении изменения внеш. условий не уменьшается. В этих случаях неоднозначную зависимость величин наз. гистерезисной, а само явление Г. Наблюдается Г. в разл. веществах и при разных физ. процессах. Наибольший интерес представляют *гистерезис магнитный*, *гистерезис сегнетоэлектрический* и *гистерезис упругий*.

ГИСТЕРЕ́ЗИС МАГНИ́ТНЫЙ — неоднозначная (необратимая) зависимость *намагниченности* $\boldsymbol{M}$ магнитоупорядоченного вещества (м а г н е т и к а, напр. ферро- или ферримагнетика) от внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$ при его циклич. изменении (увеличении и уменьшении). Общей причиной существования Г. м. является наличие в определ. интервале изменения $\boldsymbol{H}$ среди состояний магнетика, отвечающих минимуму *термодинамического потенциала*, метастабильных состояний (наряду со стабильными) и необратимых переходов между ними. Г. м. можно также рассматривать как проявление магн. *ориентационных фазовых переходов* первого рода, для к-рых прямой и обратный переходы между фазами в зависимости от $\boldsymbol{H}$ происходят, в силу указанной метастабильности состояний, при разл. значениях $\boldsymbol{H}$.

На рис. схематически показана типичная зависимость



Петли гистерезиса: *1* — максимальная, *2* — частного цикла, *a* — кривая намагничивания, *b* и *c* — кривые перемагничивания. M_R — остаточная намагниченность, H_c — коэрцитивная сила, M_s — намагниченность насыщения.

M от H в ферромагнетике; из состояния $M=0$ при $H=0$ с увеличением H значение M растёт по кривой a (осн. кривой намагничивания) и в достаточно сильном поле $H \geqslant H_m$ становится практически постоянной и равной намагниченности насыщения M_s. При уменьшении H от значения H_m обратный ход изменения $M(H)$ уже не будет описываться кривой a и намагниченность при $H=0$ не вернётся к значению $M=0$. Это изменение описывается кривой b (кривой размагничивания), и при $H=0$ намагниченность принимает значение $M=M_R$ (т. н. *намагниченность остаточная*). Как видно из рис., для полного размагничивания вещества ($M=0$) необходимо приложить обратное поле $H=-H_c$, наз. *коэрцитивной силой*. Далее, когда поле достигает значения $H=-H_m$, образец намагничивается до насыщения ($M=-M_s$) в обратном направлении. При дальнейшем изменении H от $-H_m$ до $+H_m$ намагниченность изменяется вдоль кривой c. Ветви b и c, получающиеся при циклич. изменении H от $+H_m$ до $-H_m$ и обратно, вместе образуют замкнутую кривую, наз. максимальной (или предельной) петлёй гистерезиса (ПГ). При этом b наз. нисходящей, а c — восходящей ветвями ПГ.

При циклич. намагничивании в полях $-H_1 \leqslant H \leqslant H_1$, где $H_1 < H_m$, зависимость $M(H)$ будет описываться замкнутой кривой (ч а с т н о й ПГ), целиком лежащей внутри макс. ПГ (кривые *2* на рис.). С увеличением H_1 частные ПГ расширяются и при $H_1 \geqslant H_m$ достигают макс. ПГ. Частная ПГ оказывается несимметричной, если макс. поля H_1, прикладываемые в прямом и обратном направлениях, неодинаковы. Описанные ПГ характерны для достаточно медленных процессов перемагничивания, при к-рых сохраняется квазиравновесная связь между M и H для соответствующих метастабильных состояний, и наз. к в а з и с т а т и ч е с к и м и (или просто с т а т и ч е с к и м и). Отставание M от H при намагничивании и размагничивании приводит к тому, что энергия, приобретаемая ферромагнетиком при намагничивании, не полностью отдаётся при размагничивании. Теряемая за один полный цикл энергия равна интегралу $\oint \boldsymbol{H}d\boldsymbol{M}$, определяющему площадь ПГ. В конечном итоге она превращается в теплоту, идущую на нагревание образца. Эти *потери магнитные*, определяемые статич. ПГ, наз. г и с т е р е з и с н ы м и.

При динамич. перемагничивании образца переменным магн. полем $H_\sim$ гистерезисные потери в общем случае составляют лишь часть полных магн. потерь. При этом зависимость $M(H_\sim)$ описывается д и н а м и ч е с к о й ПГ, не совпадающей со статической. Для петель одинаковой высоты (с одинаковым макс. M) динамич. ПГ обычно шире статической. Последнее обусловлено тем, что к квазиравновесным гистерезисным потерям добавляются динамич. потери, к-рые могут быть связаны с *магнитной вязкостью*, вихревыми токами (в проводниках) и др. явлениями.

Форма ПГ и наиболее важные характеристики Г. м. (потери, H_c, M_R и др.) существенно зависят от хим. состава вещества, его структурного состояния и темп-ры, от характера и распределения дефектов в образце, а следовательно, и от деталей технологии его приготовления и последующих физ. обработок (тепловой, механической, термомагнитной и др.). Т. о., варьируя обработку, можно существенно менять гистерезисные характеристики и вместе с ними свойства магн. материалов. Диапазон изменения этих характеристик весьма широк. Так, H_c может принимать значения от 10^{-3}Э для *магнитно-мягких материалов* до 10^4 Э для *магнитно-твёрдых материалов*.

Явления Г. м. наблюдаются не только при изменении поля $\boldsymbol{H}$ по величине и знаку, но также и при его вращении (гистерезис магн. вращения), что соответствует отставанию (задержке) в изменении направления $\boldsymbol{M}$ с изменением направления $\boldsymbol{H}$. Гистерезис магн. вращения возникает также при вращении образца относительно фиксированного направления $\boldsymbol{H}$.

Теория явлений Г. м. учитывает конкретную *магнитную доменную структуру* образца и её изменения в ходе намагничивания и перемагничивания. Эти изменения обусловлены смещением доменных границ и ростом одних доменов за счёт других, а также вращением вектора намагниченности в доменах под действием внеш. магн. поля. Всё, что задерживает эти процессы и способствует попаданию магнетиков в метастабильные состояния, может служить причиной Г. м.

В *однодоменных ферромагнитных частицах* (в частицах малых размеров, в к-рых образование доменов энергетически невыгодно) могут идти только процессы вращения $\boldsymbol{M}$. Этим процессам препятствует *магнитная анизотропия* разл. происхождения (анизотропия самого кристалла, анизотропия формы частиц, анизотропия упругих напряжений и др.). Благодаря анизотропии, $\boldsymbol{M}$ как бы удерживается нек-рым внутр. полем H_A

(эфф. полем магн. анизотропии) вдоль одной из *осей лёгкого намагничивания*, соответствующей минимуму энергии. Г. м. возникает из-за того, что два направления $\boldsymbol{M}$ (по и против) этой оси в магнитоодноосном образце или несколько эквивалентных (по энергии) направлений $\boldsymbol{M}$ в магнитомногоосном образце соответствуют состояниям, отделённым друг от друга потенциальным барьером (пропорциональным H_A). При перемагничивании однодоменных частиц вектор $\boldsymbol{M}$ рядом последовательных необратимых скачков поворачивается в направлении $\boldsymbol{H}$. Такие повороты могут происходить как однородно, так и неоднородно по объёму. При однородном вращении $\boldsymbol{M}$ коэрцитивная сила $H_c \approx H_A$. Более универсальным является механизм неоднородного вращения $\boldsymbol{M}$. Однако наиб. влияние на H_c он оказывает в случае, когда осн. роль играет анизотропия формы частиц. При этом H_c может быть существенно меньше эфф. поля анизотропии формы.

В многодоменных образцах, где перемагничивание обусловлено в первую очередь смещением доменных границ, одной из гл. причин Г. м. может служить задержка смещения границ на дефектах (немагнитные включения, межзёренные границы и др.) и их последующие необратимые скачки. В ряде случаев, напр. в ферромагнетиках с достаточно большими $\boldsymbol{H}_A$, Г. м. может определяться задержкой образования и роста зародышей перемагничивания, из к-рых развивается доменная структура. Зародыши возникают путём неоднородного вращения $\boldsymbol{M}$, напр. в участках с локально пониженной (за счёт дефектов) анизотропией. В полях $H = -H_n$, наз. полями зарождения, энергетич. барьер, связанный с локальным полем H_A, исчезает и происходит образование зародыша, к-рый затем или растёт, или затормаживается на дефектах. Зародышами могут являться также остатки доменной структуры, локализованные на дефектах образца и неуничтоженные в процессе его намагничивания. Рост зародыша начинается при достижении поля старта $H = -H_s$. При $|H| > |H_s|$ энергия, идущая на создание граничного слоя зародыша, перекрывается выигрышем энергии в объёме образца. Если $|H_n| > |H_s|$, то Г. м. связан с задержкой образования, а при $|H| < |H_s|$ — с задержкой роста зародыша. В обоих случаях при перемагничивании образца вдоль оси лёгкого намагничивания возникают прямоуг. ПГ.

С Г. м. связано гистерезисное поведение при циклич. изменении $\boldsymbol{H}$ целого ряда др. физ. свойств, так или иначе зависящих от состояния магнетика, от распределения намагниченности (или др. параметра магн. порядка) в образце, напр. гистерезис *магнитострикции*, гистерезис *гальваномагнитных явлений* и магнитооптич. явлений (см. *Магнитооптика*) и т. д. Кроме того, т. к. намагниченность неоднозначно изменяется (из-за метастабильных состояний) также в зависимости от др. внеш. воздействий (темп-ры, упругих напряжений и др.), то имеет место гистерезис как самой намагниченности, так и зависящих от неё свойств при циклич. изменении указанных воздействий. Простейшими примерами являются температурный Г. м. (неоднозначная температурная зависимость $\boldsymbol{M}$ при циклич. нагревании и охлаждении магнетика) и магнитоупругий гистерезис (неоднозначное изменение $\boldsymbol{M}$ при циклич. наложении и снятии внеш. одностороннего напряжения).

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, с. 839—52.

Б. Н. Филиппов.

ГИСТЕРЕЗИС СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — неоднозначная петлеобразная зависимость поляризации $\mathcal{P}$ *сегнетоэлектриков* от внеш. электрич. поля $\boldsymbol{E}$ при его циклич. изменении. Сегнетоэлектрич. кристаллы обладают в определ. температурном интервале спонтанной (самопроизвольной, т. е. возникающей в отсутствие внеш. электрич. поля) электрич. поляризацией $\mathcal{P}_c$. Направление поляризации может быть изменено электрич. полем. При этом зависимость $\mathcal{P}(\boldsymbol{E})$ в полярной фазе неоднозначна, значение $\mathcal{P}$ при данном $\boldsymbol{E}$ зависит от предыстории, т. е. от того, каким было электрич. поле в предшествующие моменты времени (рис. 1). Осн. параметры Г. с. — остаточная поляризация кристалла $\mathcal{P}_{ост}$ при $E=0$, значение поля $E_к$, при котором происходит переполяризация (коэрцитивное поле), макс. поляризация $\mathcal{P}_{макс}$, соответствующая полю $E_{макс}$. Для совершенных монокристаллов петля Г. с.

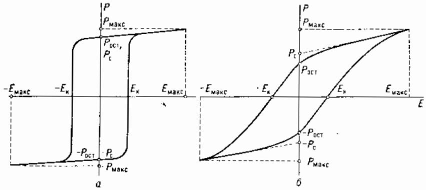


Рис. 1. Зависимость поляризации $\mathcal{P}$ от электрического поля E для сегнетоэлектрического кристалла в полярной фазе; *а* — идеальный кристалл, *б* — реальный сегнетоэлектрик.

имеет форму, близкую к прямоугольной, и $\mathcal{P}_{ост}$ близко к $\mathcal{P}_c$ (рис. 1, *а*). В реальных кристаллах и сегнетоэлектрич. керамике петля имеет иную форму, $\mathcal{P}_{ост}$ сильно отличается от $\mathcal{P}_c$, процесс переполяризации затягивается на большой интервал значений E (рис. 1, *б*).

Существование Г. с. следует из феноменологич. теории сегнетоэлектрич. явлений, в соответствии с к-рой в сегнетоэлектрич. кристалле возможно фиксированное число равновесных состояний с определ. направлением $\mathcal{P}_c$. В идеальном кристалле в отсутствие электрич. поля состоянию равновесия соответствует однородная поляризация; реальный кристалл, как правило, разбивается на домены, в к-рых ориентация $\mathcal{P}_c$ соответствует указанным направлениям. В одноосных сегнетоэлектриках возможны лишь два противоположных направления $\mathcal{P}_c$ вдоль полярной оси. Равновесным значениям $\mathcal{P}_c$ отвечают два симметричных минимума на зависимости термодинамич. потенциала $\tilde{\Phi}$ от поляризации (сплошная кривая, рис. 2). При наложении поля $\boldsymbol{E}$ в равновесии реализуется состояние с поляризацией, отвечающей минимуму ф-ции $\tilde{\Phi} = \Phi - E\mathcal{P}$; зависимость $\tilde{\Phi}(\mathcal{P})$ становится несимметричной (пунктир на рис. 2), и миним. значению $\tilde{\Phi}$ соответствует то значение $\mathcal{P}_c$, к-рое совпадает по направлению с $\boldsymbol{E}$. Переполяризация происходит, когда перепад значений ф-ции $\tilde{\Phi}$, соответствующих её минимумам, становится достаточно заметным, а высота потенциального барьера, разделяющего состояния с противоположной ориентацией $\mathcal{P}_c$, — достаточно малой. При циклич. изменении $\boldsymbol{E}$ переполяризация будет происходить с запаздыванием, обусловливая образование петли Г. с. В идеальном кристалле коэрцитивное поле должно соответствовать такому искажению потенциального рельефа (рис. 2), при к-ром один из минимумов практически исчезает и изменение направления $\mathcal{P}_c$ происходит скачком,

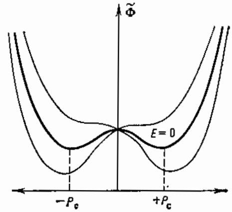


Рис. 2. Зависимость термодинамического потенциала $\tilde{\Phi}$ сегнетоэлектрического кристалла от поляризации $\mathcal{P}$ при $E=0$ (жирная линия) и $E \neq 0$ (тонкие линии).

одновременно по всему объёму кристалла. В реальных кристаллах процесс переполяризации протекает путём зарождения и разрастания в объёме кристалла областей с «благоприятным» по отношению к полю направлением поляризации.

В сегнетоэлектриках с фазовым переходом первого рода при темп-рах, несколько превышающих темп-ру фазового перехода T_c, в перем. полях формируются двойные петли Г. с. (рис. 3). Петли такого рода связаны с поляризацией, индуцируемой полем E в параэлектрической (неполярной) фазе. При увеличении поля на участке OB (в параэлектрич. фазе вблизи T_c) зависимость $\mathscr{P}(\boldsymbol{E})$ близка к линейной, как в обычных *диэлектриках*; при $E=E'_\text{к}$ в кристалле индуцируется спонтанная поляризация, к-рая исчезает при уменьшении поля в точке $E=E''_\text{к}$. Возможность формирования двойных петель Г. с. связана с особенностями зависимости $\tilde{\Phi}(\mathscr{P})$ в параэлектрич. фазе вблизи T_c (рис. 4). В параэлектрич. фазе, наряду с устойчивым состоянием $\mathscr{P}=0$ при $E=0$, возможно появление при $E\neq0$ боковых минимумов, соответствующих поляризованному состоянию. При увеличении поля и достижении значения $E=E'_\text{к}$, достаточного для исчезновения минимума ф-ции $\tilde{\Phi}(\mathscr{P})$ при $\mathscr{P}=0$, кристалл скачком изменяет свою поляризацию от $\mathscr{P}\sim0$ до $\mathscr{P}=\mathscr{P}_1$. При обратном ходе скачок в устойчивое состояние $\mathscr{P}\approx0$ происходит при поле $E=E'_\text{к}$, соответствующем исчезновению бокового минимума. При изменении знака E изменяется и знак индуцируемой полем поляризации; в перем. поле зависимость $\mathscr{P}(E)$ имеет форму петли, состоящей из 2 лепестков (рис. 3).

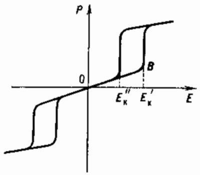


Рис. 3. Двойные петли гистерезиса в сегнетоэлектриках.

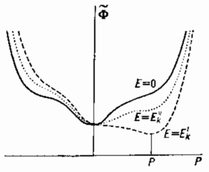


Рис. 4. Зависимость $\tilde{\Phi}$ от поляризации в неполярной фазе вблизи T_c при $E=0$, $E=E'_\text{к}$, $E=E''_\text{к}$.

Для наблюдения петель Г. с. обычно используются разл. модификации схемы Сойера — Тауэра (рис. 5). Кристаллич. конденсатор $C_\text{к}$, состоящий из пластины полярного среза сегнетоэлектрич. кристалла с нанесёнными на него металлич. электродами, включается в мостовую схему [C_0 — ёмкость ($C_0\gg C_\text{к}$), r_1 и r_2 — сопротивления]. Горизонтальное отклонение луча осциллографа пропорционально электрич. напряжению, т. е. E. На вертик. пластины осциллографа подаётся напряжение $U=Q/Q_0$, где Q — заряд на каждой из последовательно соединённых ёмкостей $C_\text{к}$ и C_0. Т. к. $Q=\mathscr{P}S$ (S — площадь электродов), то при циклическом изменении U на экране осциллографа наблюдается зависимость $Q(U)$ или в определ. масштабе $\mathscr{P}=\mathscr{P}(E)$.

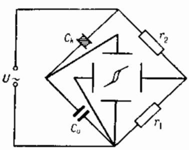
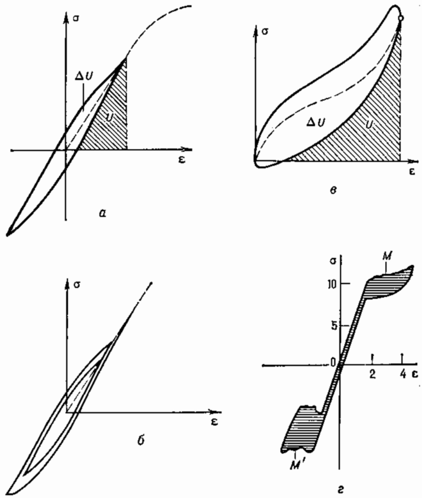


Рис. 5. Схема для наблюдения петель гистерезиса.

Лит. см. при ст. *Сегнетоэлектрики*. *Б. А. Струков.*

ГИСТЕРЕ́ЗИС УПРУ́ГИЙ — отставание деформации упругого тела от напряжения по фазе, в связи с чем в каждый момент времени величина деформации тела является результатом его предыстории. При циклич. приложении нагрузки диаграмма, изображающая зависимость деформации ε от напряжений σ, даёт петлю Г. у. (рис.). Площадь петли ΔU пропорциональна доле энергии упругости, перешедшей в тепло. Для оценки величины Г. у. пользуются отношением $\Psi=\Delta U/U$, где U — энергия упругой деформации (штриховка на рис.). Ψ является одной из мер *внутреннего трения* в твёрдых телах, что указывает на непосредств. связь Г. у. с внутр. трением. У металлич. материалов в пределах упругости $\Psi<1$, у резиноподобных веществ, пластмасс и у металлов после больших пластич. деформаций может быть $\Psi\gg1$. У анизотропных кристаллов и у дерева петли Г. у. отличаются по осям анизотропии, а у резин (рис., *в*) и пластмасс при нелинейности упругих деформаций имеют особую, часто нестабильную форму.



Характерные петли упругого гистерезиса: *а* — при простом (моногармоническом) циклическом нагружении; *б* — при затухании колебаний; *в* — при нелинейных упругих деформациях резин; *г* — при обратимом мартенситном превращении кристаллических твёрдых растворов.

Различают два вида Г. у.— динамический и статический. Д и н а м и ч е с к и й Г. у. наблюдают при циклически изменяющихся напряжениях, макс. амплитуда к-рых существенно ниже предела упругости. Причиной этого вида Г. у. является неупругость либо вязкоупругость. При неупругости, помимо чисто упругой деформации (отвечающей закону Гука), имеется составляющая, к-рая полностью исчезает при снятии напряжений, но с нек-рым запозданием, а при вязкоупругости эта составляющая полностью со временем не исчезает. Как при неупругом, так и вязкоупругом поведении величина ΔU не зависит от амплитуды деформации и меняется с частотой изменения σ. Динамич. Г. у. возникает в результате *термоупругости*, магнитоупругих явлений, а также изменения положения точечных дефектов и растворённых атомов в кристаллич. решётке тела под влиянием приложенных напряжений.

С т а т и ч е с к и й Г. у. имеет место как при статич., так и при циклич. нагрузках под действием напряжений, близких к пределу упругости. В этом случае петля Г. у. не зависит от скорости нагружения или частоты колебаний, но может изменяться при многократных нагружениях, что указывает на связь между явлениями Г. у. и *усталостью материалов*. Причинами, вызывающими статич. Г. у., являются трение в кристаллич. решётке при движении дислокаций (силы Пайерлса); обратимое выгибание дислокаций (не вызывающее изменения их плотности и распределения), закреплённых атомами примесей, точечными дефектами и др. дислокациями; аннигиляция дислокаций, а также появление в отд. зёрнах поликристаллич. материала локальной пластич. деформации, создающей в окружающей среде остаточные напряжения, к-рые при изменении направления нагружения тела вызывают локальную пластич. деформацию обратного знака. При циклич. изменении напряжения упругая энергия необратимо превращается в тепло. Поскольку внутр. процессы, приводящие к статич. Г. у., возможны при напряжениях, вызывающих пластич. деформацию, то этот вид Г. у. представляет интерес для изучения усталости материалов, но не для изучения тонких релаксац. явлений в них.

В нек-рых кристаллич. твёрдых растворах (преим. металлич.) при статич. нагружении наблюдают петли Г. у. нерегулярной формы (рис. 1, *г*). Это связано с т. н. псевдоупругим поведением материалов, в к-рых под влиянием приложенных нагрузок происходит *мартенситное превращение* выше темп-ры термодинамич. равновесия «исходная фаза — мартенсит». При снятии нагрузки идёт упругообратное превращение «мартенсит — исходная фаза». В этом случае металлич. растворы ведут себя подобно резине, обнаруживая псевдоупругую деформацию величиной порядка единиц процентов.

Эксперим. изучение Г. у. проводят по прямым записям петель (с помощью механич., оптич., эл.-измерит. аппаратуры, регистрирующей усилия и деформации), по затуханию свободных колебаний, по измерению резонансных пиков амплитуд вынужденных колебаний или ширины резонансной кривой. Удаётся измерять мощность резонансного возбуждения, сдвиг фаз между силами и перемещениями, оценивать теплоотдачу и проводить прямое калориметрирование выделенного тепла.

Явление Г. у. как проявление упругого несовершенства свойственно всем твёрдым телам и отмечалось даже при темп-рах, близких к абс. нулю. Оно является причиной затухания свободных колебаний самих упругих тел, затухания в них звука, уменьшения коэфф. восстановления при неупругом ударе и обусловливает необходимость затраты внеш. энергии для поддержания вынужденных колебаний. В зависимости от назначения деталей оно может рассматриваться как нежелательное (потери энергии) или как полезное (гашение колебаний в упругих демпферах или ограничение их в лопастях винтов, лопатках, дисках, валах турбин и двигателей).

Лит.: Зинер К., Упругость и неупругость металлов, пер. с англ., в кн.: Упругость и неупругость металлов, М., 1954; Микропластичность. [Сб. ст.], пер. с англ., М., 1972; Новик А., Берри Б., Релаксационные явления в кристаллах, пер. с англ., М., 1975; Хандрос Л., Арбузова И., Мартенситное превращение, эффект памяти и сверхупругость, в кн.: Металлы, электроны, решетка, К., 1975; Головин С., Пушкар А., Микропластичность и усталость металлов, М., 1980.

В. М. Розенберг.

ГИСТОГРА́ММА (от греч. histós — столб и grámma — запись) — представление для плотности распределения вероятности (ПРВ) случайной величины в виде ступенчатой ф-ции. Метод Г. является одним из методов непараметрич. оценивания ПРВ и состоит в следующем. Пусть $x_1, x_2, \ldots, x_n$ — случайные числа, ПРВ к-рых надо оценить. Разобьём интервал (t_0, t_m), содержащий эти случайные числа, на m отрезков (t_i, t_{i+1}), наз. каналами или ячейками Г. Длины отрезков $t_{i+1}-t_i$ наз. ширинами каналов, на практике для простоты их часто выбирают равными между собой. Подсчитаем n_i — кол-ва случайных чисел, попавших в каждый отрезок (канал Г.). Искомая ступенчатая ф-ция $f_n(t)$ в интервале $t_0<x<t_m$ определяется соотношением $f_n(t)=n_i/n(t_{i+1}-t_i)$, вне указанного интервала ф-ция $f(t)$ не определена и её обычно полагают равной нулю. Можно показать, что при больших n_i значение $f_n(t)$ близко к ср. значению ПРВ на отрезке, содержащем t, а ошибка оценки значения ПРВ $\sigma\sim f_n^{1/2}(t)$. Учитывая это обстоятельство, ширины каналов выбирают так, чтобы n_i были достаточно велики. С др. стороны, если x_k являются результатами измерений, ширины каналов не следует выбирать намного меньше ошибок измерения величин x_k.

Графически Г. можно изобразить в виде столбчатой диаграммы, состоящей из смежных прямоугольников, построенных на прямой линии так, что площадь каждого прямоугольника пропорциональна n_i/n. В нек-рых случаях, напр. при очень больших n_i, Г. можно считать искомой ф-цией ПРВ, заданной таблично. Сравнивая Г. и предполагаемую ф-цию ПРВ $f(x)$ (графически или численно), можно сделать заключение о соответствии выборки случайных чисел предполагаемой ПРВ. При этом надо иметь в виду, что несовпадение Г. и $f(x)$ может быть обусловлено флуктуациями чисел n_i, соответствующих *биномиальному распределению* с дисперсией

$$D=\frac{n^2}{n-1}\left(1-\frac{n_i}{n}\right)C_n^{n_i}\approx n_i$$

(см. *Статистический критерий* гипотез). В ряде случаев по Г. удобнее вычислять приближённое значение моментов распределения $f(x)$, причём при правильно выбранной ширине канала потери информации практически не происходит.

Метод Г. применяется в обработке физ. информации, для выделения сигналов из шума, в автоматич. распознавании образов, для сокращения объёма данных, для представления получаемых результатов в виде спектров.

А. А. Лебедев.

ГЛА́ВНАЯ СЕ́РИЯ — спектральная серия в спектрах атомов щелочных металлов, соответствующая переходам между верхними P-уровнями энергии (орбитальное квантовое число $l=1$) и осн. S-уровнем ($l=0$). Наблюдается как в поглощении, так и в испускании. Волновые числа линий Г. с. приближённо определяются ф-лой

$$\nu=R\left(\frac{1}{(n_1+s)^2}-\frac{1}{(n_2+p)^2}\right),$$

где R — *Ридберга постоянная*, s и p — постоянные, характерные для данного хим. элемента, n_1 и $n_2\geqslant n_1$ — главные квантовые числа, причём n_1 для данного элемента фиксировано (для Li, Na, K, Rb и Cs значения n_1 равны 2, 3, 4, 5 и 6 соответственно). Линии Г. с. — дублетные (что определяется расщеплением P-уровня) и весьма интенсивные. Г. с. Na начинается с жёлтой линии (дублет 589,0 нм, 589,59 нм; $n_1=n_2=3$) — самой интенсивной в спектре Na.

М. А. Ельяшевич.

ГЛА́ВНОЕ ЗНАЧЕ́НИЕ ИНТЕГРА́ЛА — значение несобственного интеграла, регуляризованного по Коши. Для Г. з. и. используют след. обозначения: $P\int$, $⨍$, $V.p.\int$ (сокращение от Valeur principale предложено О. Коши, A. Cauchy). Модели, применяемые для описания физ. явлений, как правило, идеализируют реальность, отбрасывая несущественные или усложняющие детали. При матем. обработке таких моделей и возникают несобственные интегралы. На практике встречаются три случая.

1) Интеграл в неогранич. пределах, $\int_{-\infty}^{\infty}f(x)\,dx$. Регуляризация состоит во введении симметричных конечных пределов $-A$, A, тогда

$$P\int_{-\infty}^{\infty}f(x)\,dx=\lim_{A\to\infty}\int_{-A}^{A}f(x)\,dx,$$

если этот предел существует. Для нечётной ф-ции $f(x)$ Г. з. и. равно нулю.

2) Интеграл $\int_a^b f(x)\,dx$ от неогранич. ф-ции $f(x)$, интегрируемой на любой части интервала (a, b), не содержащей особой точки c, $a<c<b$. Регуляризация состоит в симметричном «вырезании» окрестности точки c из интервала:

$$P\int_a^b f(x)\,dx = \lim_{\varepsilon\to 0}\left(\int_a^{c-\varepsilon}+\int_{c+\varepsilon}^b\right) f(x)\,dx,$$

если этот предел существует.

3) Интеграл типа Коши $\int_L f(\xi)\;d\xi/(\xi-a)$, где L — контур в комплексной плоскости, ξ — точка на нём, а ф-ция f интегрируема на L (см. *Коши интеграл*). Регуляризация состоит в «вырезании» из L части, содержащейся в круге радиуса ε с центром в a. Г. з. и. типа Коши даётся формулами Сохоцкого $(\xi-a\pm i0)^{-1}=\mp i\pi\delta(\xi-a)+P(\xi-a)^{-1}$, определяющими обобщённую ф-цию $P(\xi-a)^{-1}$ через граничное значение аналитич. ф-ции $(z-a)^{-1}$ и *дельта-функцию* $\delta(\xi-a)$.

Лит.: Мусхелишвили Н. И., Сингулярные интегральные уравнения, 3 изд., М., 1968; Киржниц Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1963. *В. П. Павлов.*

ГЛАВНОЕ КВАНТОВОЕ ЧИСЛО — квантовое число $n=1, 2, 3, \ldots$, определяющее для водорода и водородоподобных атомов возможные значения энергии. Для сложного атома Г. к. ч. нумерует последоват. уровни энергии (в порядке возрастания энергии) с заданным значением азимутального квантового числа l: $n=l+1$, $l+2$, $l+3$, ...

ГЛАГ-ТЕОРИЯ — теория сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау — Абрикосова — Горькова, см. *Сверхпроводимость* и *Гинзбурга — Ландау теория.*

ГЛАУБЕРОВСКАЯ ПОПРАВКА — поправка в сечении рассеяния быстрой частицы на системе слабо связанных частиц, учитывающая экранировку (затенение) одних частиц системы другими. Впервые рассмотрена Р. Глаубером в 1955 [1, 2, 3].

В нерелятивистской квантовой механике общая картина рассеяния быстрой частицы на такой составной системе сводится к последоват. рассеянию на отд. частицах мишени. Результирующее рассеяние при этом получается усреднением по положениям рассеивающих частиц. Если рассеяние на отд. частице носит в осн. характер *дифракционного рассеяния*, то после первого соударения налетающая частица выбывает из пучка и частицы мишени, расположенные за этим рассеивателем по направлению движения налетающей частицы, не участвуют в рассеянии.

Г. п. существенна для рассеяния адронов высокой энергии на ядрах, а также (вследствие векторной доминантности) для процессов рождения адронов на ядрах фотонами высокой энергии (см. *Векторной доминантности модель*, *Электромагнитное взаимодействие*).

Полное сечение рассеяния σ, напр., пиона на дейтроне равно:

$$\sigma=\sigma_1+\sigma_2-\frac{\sigma_1\sigma_2}{4\pi}\left\langle\frac{1}{r^2}\right\rangle=\sigma_1+\sigma_2-\delta\sigma, \qquad (1)$$

где σ_1, σ_2 — полные сечения рассеяния пиона на отд. нуклонах дейтрона, r — расстояние между нуклонами в дейтроне (скобки означают усреднение по всем возможным расстояниям в дейтроне). Последнее слагаемое в (1) учитывает экранировку одного нуклона в дейтроне другим и наз. Г. п.

Нерелятивистской картине, приводящей к (1), соответствует представление о том, что при каждом соударении с отд. частицами мишени происходит упругое рассеяние. При релятивистском подходе учитывается, что после первого взаимодействия с частицей мишени могут образовываться новые состояния с эфф. массой M, превышающей массу налетающего адрона (неупругое рассеяние); в этом случае с ростом энергии $\mathscr{E}$ становятся существенными большие продольные по отношению к оси соударения расстояния. Напр., при рассеянии нуклона (массы μ) на ядре он может превратиться (согласно соотношению неопределённостей) на время $\tau\sim\hbar/\mu c^2$ (или в используемой ниже системе единиц $\hbar=c=1$ на $\tau\sim1/\mu$) в собственной системе отсчёта в виртуальные нуклон и пион. В лаб. системе он будет находиться в этом состоянии в течение времени $\sim p/\mu^2$ (где $\boldsymbol{p}$ — импульс нуклона, $p=|\boldsymbol{p}|$) и пройдёт расстояние $\sim p/\mu^2$. Если p/μ^2 становится порядка радиуса R ядра или превосходит его, то взаимодействие налетающего адрона с нуклонами ядра, расположенными в трубке (вдоль направления импульса налетающей частицы) с площадью сечения $\sim1/\mu^2$, нельзя разделить на последоват. столкновения, т. к. за время нахождения адрона в таком виртуальном состоянии он успеет провзаимодействовать со всеми нуклонами, встретившимися на его пути. Это ограничивает область применимости формулы (1) со стороны высоких энергий.

Если, напр., при рассеянии на дейтроне при первом взаимодействии нуклон получит импульс отдачи, сильно превышающий обратный радиус дейтрона, то дейтрон развалится. При невысоких энергиях малые передачи импульса возможны только при упругом рассеянии и справедлива формула (1). При релятивистских энергиях становится возможным рождение частиц при очень малых переданных импульсах, порядка $(M^2-\mu^2)/\mathscr{E}$. Учёт возможности образования неупругих промежуточных состояний был проведён В. Н. Грибовым [4]. При учёте вакуумных полюсов Редже—*померонов* (см. *Редже полюсов метод*) анализ приводит к замене $\delta\sigma$ в (1) на

$$\Delta\sigma=2\int dk^2F(4k^2)\,d\sigma^{\mathrm{N}}/dk^2=\delta\sigma+\Delta_{in}\sigma, \qquad (2)$$

где $F(k^2)$—зарядовый *формфактор* дейтрона; $d\sigma^{\mathrm{N}}/dk^2$— сумма сечений всех процессов, которые могут происходить при взаимодействии налетающего адрона с нуклоном при заданном квадрате k^2 переданного нуклону импульса, $\Delta_{in}\sigma$ — добавка к сечению за счёт неупругой экранировки в ядрах.

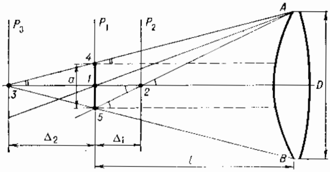
Наличие неупругих добавок к Г. п. приводит из-за образования более тяжёлой системы в промежуточном состоянии к дополнит. сдвигу фазы амплитуды рассеяния на ядре и тем самым — к возникновению дополнит. вклада в действит. часть амплитуды адрон-ядерного рассеяния. Такие поправки также увеличивают экранирование в амплитуде упругого рассеяния адронов на ядрах. Аналогичные поправки к сечению процессов неупругой *дифракционной диссоциации* на ядрах могут иметь противоположный знак, приводя к т. н. антиэкранировке.

Лит.: 1) Glauber R. J., Cross sections in deuterium at high energies, «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 242; 2) Глаубер Р., Теория столкновений адронов высокой энергии с ядрами, «УФН», 1971, т. 103, с. 641; 3) Грибов В. Н., Глауберовские поправки и взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях, «ЖЭТФ», 1969, т. 56, с. 892; 4) Грибов В. Н., Взаимодействие γ-квантов и электронов с ядрами при высоких энергиях, «ЖЭТФ», 1969, т. 57, с 1306. *Л. И. Лапидус.*

ГЛОБАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ (франц. global — всеобщий, от лат. globus — шар) — симметрия относительно группы непрерывных преобразований полей при условии, что параметры преобразований не зависят от пространственно-временных координат. Г. с. может быть как *пространственно-временной симметрией*, так и *внутренней симметрией*. Нек-рые из Г. с. допускают расширение до *локальной симметрии*. *М. В. Терентьев.*

ГЛУБИНА ИЗОБРАЖАЕМОГО ПРОСТРАНСТВА (глубина резкости) — расстояние в пространстве предметов (объектов) в направлении оптич. оси системы между плоскостями, ограничивающими ту область, точки к-рой изображаются в плоскости фокусировки достаточно резко (кружками с диаметром, не превосходящим заданный допустимый). Г. и. п. является одной из характеристик оптич. систем, строящих изображение (объектива, луны, микроскопа).

Наблюдатель, рассматривающий через оптич. систему AB (рис.) пространство предметов, видит вполне резко только точки плоскости наводки (т. н. основного плана) P_1, находящейся на расстоянии l от AB. Точки плоскостей P_2 и P_3, лежащих на расстояниях соответственно Δ_1 и Δ_2 от P_1, ближе или дальше P_1 от оптич. системы, будут видны как круги, диаметр к-рых a



определяется величинами l, Δ_1, Δ_2 и диаметром входного зрачка D. Это объясняется неоднозначностью относит. расположения точек плоскостей P_1, P_2 и P_3 (напр., точек *1*, *2* и *3*) при наблюдении через объектив ненулевого диаметра. Так, при рассматривании через участок A и наведении системы на плоскость P_1 точка *3* будет проектироваться в точку *4* (а точка *2* в точку *5*); при рассматривании через участок B точка *3* проектируется в точку *5* (точка *2* в точку *4*). Для всего объектива, наведённого на плоскость P_1, точка *3* (и, аналогично, точка *2*) будет изображаться множеством точек, образующих в проекции на P_1 круг диаметра a (пятно размытия). Если этот диаметр меньше нек-рой максимально допустимой величины $a_{\text{доп}}$, связанной с угловым пределом разрешения глаза, то пятно размытия будет восприниматься наблюдателем как точка. В случае $a=a_{\text{доп}}$ плоскости P_2 и P_3 называются соответственно передним и задним планами, а Г. и. п. $T_{\text{г}}$ в приближении геометрической оптики равна (как следует из рис.)

$$T_{\text{г}}=\Delta_1+\Delta_2=\frac{2Da_{\text{доп}}l}{D^2-a^2_{\text{доп}}} .$$

При наблюдении в микроскоп Г. и. п. является суммой трёх глубин: геометрической, рассмотренной выше, аккомодационной $T_{\text{ак}}$, определяемой способностью глаза аккомодировать в процессе наблюдения объёмного предмета на различно удалённые точки, и дифракционной $T_{\text{диф}}$, определяемой дифракц. явлениями в микроскопе:

$$T=T_{\text{г}}+T_{\text{ак}}+T_{\text{диф}}=\frac{L\Psi}{\Gamma A}+\frac{L}{\Gamma^2}+\frac{n\lambda}{2A^2} ,$$

где L — положение переднего плана для глаза, обычно L=250 мм, Γ — увеличение микроскопа, A — числовая апертура микроскопа, n — показатель преломления иммерсионной жидкости, λ — длина волны света, а Ψ — угловой предел разрешения глаза (обычно 1′—4′).

Лит.: Справочник конструктора оптико-механических приборов, под ред. В. А. Панова, 3 изд., Л., 1980; Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981. *А. П. Гагарин.*

ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ магнитного поля в сверхпроводник — характерная толщина (δ) поверхностного слоя сверхпроводника, в к-ром происходит спадание до нуля внеш. магн. поля (в глубине массивного сверхпроводника магнитное поле равно пулю, что связано с существованием поверхностных сверхпроводящих токов, полностью экранирующих внешнее магнитное поле; см. *Мейснера эффект*).

Математически Г. п. определяется как

$$\delta=\frac{1}{H}\int_0^\infty B(x)\,dx, \qquad (1)$$

где H — внеш. магн. поле, направленное, как и вектор магн. индукции $\boldsymbol{B}$ внутри сверхпроводника, параллельно поверхности сверхпроводника, занимающего полупространство $x>0$. При экспоненциальном спадании магн. поля в глубь сверхпроводника $B=H\exp(-x/\delta)$. Значение δ в показателе экспоненты определяется формулой (1). Именно такой экспоненциальный закон спадания магн. поля наблюдается в т. н. лондоновском случае (рассмотрен братьями Ф. и Х. Лондонами в 1935, [1]), когда δ намного превосходит длину когерентности ξ_0 (см. *Сверхпроводимость*). При этом $\delta^2=\delta_L^2=mc^2/4\pi e^2n_s$, где m и e — масса и заряд электронов, c — скорость света, n_s — плотность сверхпроводящих электронов, зависящая от темп-ры T. Характерный масштаб величины $\delta_L\sim10^{-5}$—10^{-6} см. В обратном предельном случае $\delta\ll\xi_0$ [т. н. пиппардовский случай, рассмотрен А. Б. Пиппардом (A. B. Pippard) в 1953, [2]] $\delta=\delta_P\sim(\delta_L^2\ \xi_0)^{1/3}\gg\delta_L$.

Г. п. зависит от концентрации примеси в сверхпроводнике, ограничивающей *длину свободного пробега* электронов l. При $l\ll\xi_0$ и $l\ll\delta$ величина Г. п. $\delta\sim\delta_L^{\text{чист}}\times\times(\xi_0/l)^{1/2}$, где $\delta_L^{\text{чист}}(T)$ — лондоновская Г. п. в чистом сверхпроводнике. На Г. п. влияют также характер отражения электронов от поверхности сверхпроводника и частота поля.

Лондоновский случай осуществляется обычно в чистых металлах переходных групп периодич. системы элементов и в нек-рых интерметаллич. соединениях. Пиппардовский случай, как правило, имеет место для чистых сверхпроводников непереходных групп. Вблизи темп-ры сверхпроводящего перехода T_c в рамках *Бардина — Купера — Шриффера модели* (лондоновский случай) $\delta_L^2=mc^2/8\pi e^2n\,(1-T/T_c)$, где n — полная плотность электронов.

Лит.: 1) London F., London H., Electromagnetic equations of the supraconductor, «Proc. Roy. Soc.», 1935, v. 149 A, p. 71; их же, Supraconductivity and diamagnetism, «Physica», 1935, v. 2, p. 341; 2) Pippard A. B., The conference concept in superconductivity, «Physica», 1953, v. 19, p. 765; см. также лит. при ст. *Сверхпроводимость*. *А. Э. Мейерович.*

ГЛУБОКО НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ (глубоко неупругое рассеяние) — *инклюзивные процессы* взаимодействия лептонов и адронов, при к-рых как квадрат передачи 4-импульса лептоном, так и квадрат суммарной полной энергии вторичных адронов в системе их центра инерции значительно превышают характерную энергию покоя адронов ≈ 1 ГэВ (используется система единиц, в к-рой $\hbar=c=1$). Благодаря большой передаче импульса Г. н. п. (вследствие *неопределённостей соотношения*) играют важную роль в исследовании структуры адронов и ядер и выяснении динамики взаимодействия на малых расстояниях.

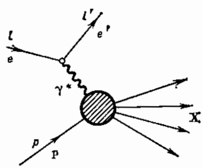


Рис. 1.

Сечение Г. н. п. рассеяния, напр. электронов (или мюонов) на протоне (рис. 1), e+p → e′+X, где e и e′ — начальный и конечный электроны, p — протон, а X — совокупность конечных адронов, характеризуется тремя переменными, в качестве к-рых можно выбрать модуль квадрата передачи 4-импульса лептоном: $Q^2=-(l'-l)^2=(\boldsymbol{l}'-\boldsymbol{l})^2-(l_0'-l_0)^2$ (где $\boldsymbol{l}$, l_0 и $\boldsymbol{l}'$, l_0' — соответственно импульсы и энергии e и e′) и скалярные произведения 4-импульсов протона (p) и начального (l) и конечного (l') лептонов: $s=2(pl)$, $t=2(pl')$. (В системе покоя протона они равны: $Q^2=4\mathcal{E}\mathcal{E}'\sin^2(\vartheta/2)$, $s=2m\mathcal{E}$, $t=2m\mathcal{E}'$, где $\mathcal{E}$ и $\mathcal{E}'$ — энергия начального и конечного лептонов, ϑ — угол их рассеяния, m — масса протона.) В области $s \gg m^2$ дифференц. сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dx\,dQ^2}=\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{\text{мотт}}\left[F_1(x, Q^2)+\frac{2ts}{t^2+s^2}(F_2(x, Q^2)/x-F_1(x, Q^2))\right],$$

где $(d\sigma/dQ^2)_{\text{мотт}}=4\pi(\alpha/Q^2)^2\,(t^2+s^2)/s^2$ — дифференц. сечение рассеяния электрона на точечном протоне (т. н. моттовское рассеяние), α — *тонкой структуры постоянная*, $x=Q^2/(s-t)$, а $F_1=F_T$, F_2 и $F_2/x-F_1=F_L$ — *структурные функции* Г. н. п., или глубоко неупругие формфакторы протона. F_T и F_L связаны с полными сечениями поглощения соответственно поперечно (T) и продольно (L) поляризованного виртуального фотона γ^*.

Область кинематически допустимых параметров определяется неравенствами $Q^2 \leqslant s$, $x \leqslant 1$, при этом величина x имеет смысл мин. массы мишени (в единицах массы протона), на к-рой кинематически возможна данная передача импульса. В частности, при $x=1$ происходит упругое рассеяние на большой угол, т. е. с большой передачей импульса (см. *Формфактор*, *Автомодельная асимптотика*), а область $x \ll 1$ представляет собой редженвскую область фотонпоглощения, где квадрат массы виртуального фотона $m^{*2}=Q^2$ много меньше его энергии, точнее $Q^2 \ll 2m(\mathcal{E}-\mathcal{E}')$ (см. *Редже полюсов метод*). Вместо переменной t часто используют безразмерную величину $y=1-t/s \leqslant 1$, имеющую смысл доли потерянной лептоном энергии в системе покоя протона. Выражение для сечения при этом принимает вид

$$\frac{d\sigma}{dx\,dy}=\frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\,s\,[xy^2F_1(x, Q^2)+(1-y)\,F_2(x, Q^2)].$$

В 1968 на линейном ускорителе электронов в Станфорде было обнаружено, что формфакторы Г. н. п. рассеяния электронов на протонах, в отличие от формфакторов упругого рассеяния, в области $Q^2 \gg 1$ ГэВ^2 почти не зависят от Q^2, как если бы электрон рассеивался на нек-ром точечноподобном объекте, находящемся внутри протона. Это явление было названо скейлингом Бьёркена по имени Дж. Бьёркена (J. Bjorken), предсказавшего его в 1969 на основе *алгебры токов*. (Ещё раньше возможность такого поведения обсуждалась М. А. Марковым в 1964.) Скейлинг Бьёркена объясняется т. н. партонной моделью (см. *Партоны*), согласно к-рой нуклон состоит из точечноподобных составляющих — партонов, несущих долю x полного импульса протона. Кроме того, было установлено, что отношение $R=[F_2(x)/x-F_1(x)]/F_1(x)$ (равное отношению полных сечений поглощения продольно и поперечно поляризованных виртуальных фотонов протоном, σ_L/σ_T) мало так, как если бы преобладали партоны со спином $^1/_2$.

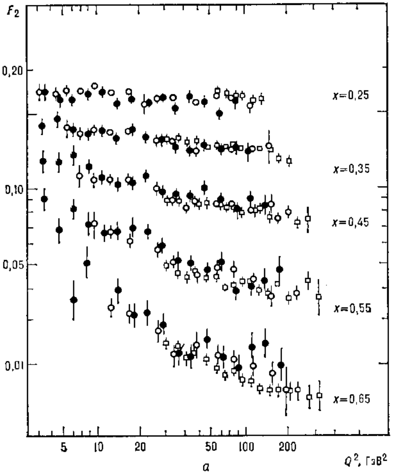
Эти свойства находят естеств. объяснение в *квантовой хромодинамике* (КХД), где в качестве партонов выступают *кварки* (а также антикварки) и *глюоны*, к-рые благодаря свойству *асимптотической свободы* в области $Q^2 \gg 1$ ГэВ^2 выглядят почти как свободные (точечные) частицы. При этом кварк не может поглотить продольно-поляризованный фотон вследствие невозможности переворота спина кварка без изменения его импульса. Глюоны же могут взаимодействовать с фотоном только через процесс рождения из вакуума пары кварк-антикварк, к-рый подавлен малой величиной цветового *эффективного заряда* $\alpha_s(Q^2)$. В результате $\sigma_L \sim \alpha\cdot\alpha_s(Q^2)$ и (т. к. $\sigma_T \sim \alpha$) $R \sim \alpha_s(Q^2)$, а структурные ф-ции выражаются в старшем, логарифмич. приближении через ф-ции распределения кварков $q(x, Q^2)$ [и антикварков $\tilde q(x, Q^2)$]:

$$F_1(x, Q^2) \approx F_2(x, Q^2)/x=\sum_q e_q^2\,[q(x, Q^2)+\tilde q(x, Q^2)],$$

где e_q — электрич. заряд кварка q (в единицах абс. величины заряда электрона). С учётом только лёгких кварков и антикварков u, d, s, $\tilde u$, $\tilde d$, $\tilde s$ для ер-рассеяния

$$F_1(x, Q^2)=\frac{4}{9}\,[u(x, Q^2)+\tilde u(x, Q^2)]+\frac{1}{9}\,[d(x, Q^2)+\tilde d(x, Q^2)+s(x, Q^2)+\tilde s(x, Q^2)].$$

Соответствующие ф-ции распределения для нейтрона отличаются заменой $u(x, Q^2) \leftrightarrow d(x, Q^2)$, т. к. благодаря изотопич. инвариантности распределение d-кварков в нейтроне такое же, как распределение u-кварков в протоне.



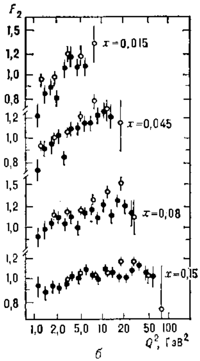


Рис. 2. Зависимость структурной функции F_2 в глубоко неупругих процессах μp-рассеяния (*а*) и νp-рассеяния (*б*) от Q^2 при разных значениях x (разные точки — результаты различных экспериментальных групп).

Экспериментальные измерения Г. н. п. на протоне и нейтроне позволили заключить, что на долю u- и d-кварков приходится только около 50% полного импульса протона. Остальные 50% приходятся в основном на долю глюонов (s-кварки уносят лишь около 2% полного импульса).

Однако слабое логарифмич. убывание $\alpha_s(Q^2)$ с ростом Q^2 приводит в КХД к слабой зависимости функций распределения от Q^2, причём изменение моментов функций распределения

$$M_n^q(Q^2)=\int_0^1 dx\,x^{n-1}q(x, Q^2)$$

определяется уравнениями *ренормализационной группы* и задаётся *аномальными размерностями* моментов. Вычисление значений аномальных размерностей предсказывает, в частности, что с ростом Q^2 ф-ции распределения логарифмически падают в области $x \gtrsim 0,2$ и логарифмически возрастают в области $x < 0,2$. Такое поведение действительно наблюдалось экспериментально (рис. 2).

Для Г. н. н. рассеяния нейтрино (ν) и антинейтрино ($\tilde{\nu}$) на протоне сечения имеют вид

$$\frac{d^2\sigma^{\nu,\,\tilde{\nu}}}{dx\,dy} = \sigma_0\,[(1-y-mxy/2\mathcal{E})\,F_2^{\nu}(x,\ Q^2) + y^2xF_1^{\nu}(x,\ Q^2) \pm (y-y^2/2)\,xF_3^{\nu}(x,\ Q^2)],$$

где $F_{1,\,2,\,3}^{\nu}$ — структурные ф-ции Г. н. п. В модели партонов (в пренебрежении малым вкладом процессов с

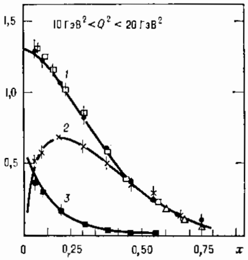


Рис. 3. Зависимость структурных ф-ций глубоко неупругого процесса νp-рассеяния от переменной x (данные разных эксперим. групп). *1* — ф-ция $F_2^{\nu}(x) = x\cdot[u+\tilde{u}+d+\tilde{d}+{}^3/_6\,(s+\tilde{s})]$; *2* — ф-ция $x\,F_3^{\nu} = x\cdot(u-\tilde{u}+d-\tilde{d})$; *3* — ф-ция $\tilde{q}\,(x) = x\times(\tilde{u}+\tilde{d}+2\tilde{s})$.

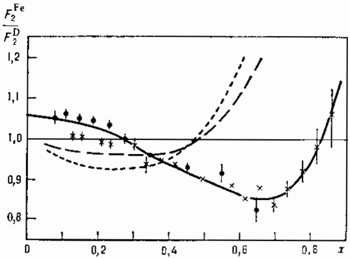


Рис. 4. Отношение структурных функций ядер железа и дейтерия, поделённых на соответствующие массовые числа (кружки — данные НА-4 в ЦЕРН, крестики — данные СЛАК). Тонкие линии — результаты расчётов в различных нуклонных моделях ядра без учёта малонуклонных корреляций (пунктирная линия) и с его учётом (штриховая линия). Сплошная кривая — учёт 2%-ного содержания эффективных нуклон-антинуклонных пар.

изменением странности, пропорциональным величине $\sin^2\theta_C \approx 0,04$, где θ_C — *Кабиббо угол*) сечения имеют вид

$$\frac{d\sigma}{dx\,dy} = \sigma_0 \begin{cases} [d\,(x,\ Q^2) + (1-y)^2\,\tilde{u}\,(x,\ Q^2)] & \text{для } \nu_p\text{-рассеяния} \\ [\tilde{d}\,(x,\ Q^2) + (1-y)^2\,u\,(x,\ Q^2)] & \text{для } \tilde{\nu}_p\text{-рассеяния.} \end{cases}$$

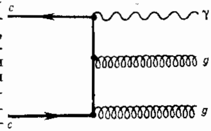
Здесь $\sigma_0 = 1,5\cdot10^{-38}\,\mathcal{E}/\text{см}^2$, $\mathcal{E}$ — энергии нейтрино (антинейтрино) в ГэВ. Разная зависимость от $(1-y)^2$ у двух слагаемых позволяет различить функции $\tilde{d}\,(x, Q^2)$ от $\tilde{u}\,(x,\ Q^2)$ и $d\,(x,\ Q^2)$ от $u\,(x,\ Q^2)$ и делает процессы νp- и $\tilde{\nu}p$-рассеяния наилучшим средством для эксперим. измерения этих ф-ций распределения. Примерный вид этих ф-ций представлен на рис. 3.

Большой интерес представляет также Г. н. п. на атомном ядре как один из осн. процессов *релятивистской ядерной физики*. Он даёт не усреднённый по ядерному времени $\tau_{\text{яд}} \approx 1/m_\pi$ (где m_π — масса пиона), а «моментальный снимок» кварковой структуры ядра. На рис. 4 показано поведение отношения структурных ф-ций ядер железа и дейтерия (делённых на соответствующие массовые числа) и сравнение их с предсказаниями стандартной теории ядра, «построенного» из нуклонов, без учёта и с учётом малонуклонных корреляций. Расхождение теории с экспериментом можно интерпретировать либо как изменение структуры нуклона внутри ядра, либо как наличие в ядре ненуклонных степеней свободы (пионов, нуклон-антинуклонных пар, многокварковых *флуктонов* Блохинцева).

Лит.: Дрелл С., Партоны и глубоко неупругие процессы при высоких энергиях, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 106, с. 331; Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981; Жакоб М., Ландшофф П., Внутренняя структура протона, пер. с англ., «УФН», 1981, т. 133, с. 505.

А. В. Ефремов.

ГЛЮБОЛ (глюоний) — гипотетич. мезон, построенный из *глюонов*, подобно тому, как π- или ρ-мезоны построены из *кварка* и антикварка. Поскольку в *квантовой хромодинамике* (КХД) векторные частицы — глюоны присутствуют наравне с кварками, можно предполагать, что Г. существует и его спектр не беднее спектра обычных кварк-антикварковых мезонов (*кваркониев*). Глюоны характеризуются спином и *цветом* и не имеют др. квантовых чисел. Согласно обычным представлениям о невылетании цвета (см. *Удержание цвета*), все адроны можно считать синглетами по отношению к цветовой группе (бесцветными), поэтому разл. Г. могут отличаться только спином и массой. С теоретич. точки зрения, идентификация адронов с Г. кажется достаточно трудной, т. к. невозможно указать распады или др. свойства Г., к-рые заведомо отличали бы его от кваркония с теми же квантовыми числами. Проблема усложняется тем, что в известных (наблюдавшихся) адронах заметным может быть смешивание глюонных и кварковых состояний. Всё же можно ожидать наиб. интенсивного рождения Г. в тех реакциях и распадах, в к-рых на малых расстояниях образуются не кварки, а глюоны. Примерами могут служить распады тяжёлых мезонов типа ψ или Υ. Так, согласно КХД, распад $\psi \to \gamma + X$ (где γ — фотон, X — адронное состояние) идёт через аннигиляцию пары очарованных кварка-антикварка ($c\,\tilde{c}$) в два глюона (g) и фотон (рис.). В этих распадах обнаружены резонансы с массами 1440 МэВ и 1700 МэВ (ι- и θ-частицы), к-рые отличаются по свойствам от известных мезонов и рассматриваются как первые кандидаты в Г.



Изучение свойств Г. может служить критичной проверкой разл. моделей адронов. Так, в пределе большого числа цветов ($N_c \to \infty$) Г. представляет собой стабильные (с бесконечно узкой шириной) мезоны, смешивания с кварковыми состояниями нет. Относительно масс низших глюонных состояний можно получить определ. предсказания в рамках КХД с помощью числ. расчётов на ЭВМ. Характерный масштаб масс оказывается при этом порядка 1,5 ГэВ. Существует также предположение, что η'-мезон с массой 960 МэВ значительно тяжелее др. псевдоскалярных мезонов (π, K, η) именно из-за примеси глюонного состояния в его волновой ф-ции, несмотря на то, что эта примесь невелика. Если верна последняя точка зрения, то следует ожидать, что характерный масштаб масс Г. заметно больше, чем кварковых резонансов.

Лит.: Вайнштейн А. И. и др., Квантовая хромодинамика и масштабы адронных масс, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 542.

В. И. Захаров.

ГЛЮИНО — гипотетич. частица с нулевым электрич. зарядом и спином $^1/_2$, возникающая как фермионный партнёр *глюона* в суперсимметричных расширениях квантовой хромодинамики (см. *Суперсимметрия*). Аналогично глюонам Г. образуют цветовой октет. При нарушении суперсимметрии Г. приобретает конечную массу. Опыты по детектированию Г. важны для проверки гипотезы о суперсимметрии.

Лит.: Высоцкий М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения?, «УФН», 1985, т. 146, с. 591; Haber H. E., Kane G. L., The search for supersymmetry: probing physics beyond the standard model, «Phys. Repts, sec. C», 1985, v. 117, p. 75. *В. И. Огиевецкий.*

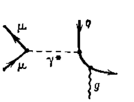
ГЛЮОНЫ (g; от англ. glue — клей) — нейтральные частицы со спином 1 и нулевой массой, обладающие специфич. *цветовым зарядом* (цветом); являются переносчиками *сильного взаимодействия* между *кварками* и «склеивают» их в адроны. В совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамике* (КХД) Г. выступают как кванты *векторного поля*, обеспечивающие калибровочную симметрию теории относительно цветовой группы $SU(3)$, подобно фотону в *квантовой электродинамике*. Однако, в отличие от одного эл.-магн. поля в электродинамике, в КХД калибровочная симметрия требует существования восьми глюонных полей (и соответственно восьми Г.), различающихся цветовыми индексами и преобразующихся друг через друга при поворотах в «цветовом пространстве».

При испускании и поглощении Г. цвет кварка меняется, а остальные квантовые числа (электрич. заряд, *барионное число*, *аромат*) остаются неизменными. Наличие у Г. цветового заряда приводит к их самодействию, т. е. к возможности поглощения и испускания глюонов глюонами. Именно это свойство обусловливает наличие в КХД *асимптотической свободы*, означающей убывание цветового *эффективного заряда* с уменьшением расстояния. Самодействие глюонного поля приводит также к нелинейности ур-ний движения; считается, что именно эта нелинейность ответственна за явление *удержания цвета*, благодаря к-рому Г. и кварки не могут быть зарегистрированы как свободные частицы, а реальные адроны являются бесцветными [синглетными по группе $SU(3)$] связанными состояниями кварков и глюонов. Однако это свойство пока не доказано.

Экспериментально Г. косвенно можно наблюдать по образованным адронным струям — узким пучкам адронов (в осн. пионов), имеющим сравнительно малый поперечный относительно оси струи импульс, особенно хорошо заметным при трёхструйном распаде тяжёлых *ипсилон-частиц*:

$$\Upsilon \longrightarrow ggg \longrightarrow 3 \text{ струи}.$$

Г., несомненно, играют большую роль в механизме строения адронов. Это подтверждается следующим: 1) из глубоко неупругих процессов рассеяния на нуклонах вытекает, что на долю Г. приходится ок. 50% всей энергии нуклона; примерно такую же долю энергии несут Г. в пионах; 2) в методе, осн. на феноменологич. учёте влияния глюонного и кваркового *вакуумного конденсата* на параметры адронных *резонансов*, первый, как правило, играет доминирующую роль.

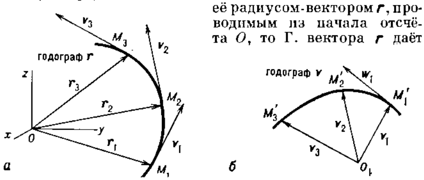


В жёстких процессах Г. определяют динамику партонных подпроцессов (см. *Партоны*). Напр., в реакции рождения мюонных пар при соударениях нуклонов, а также в процессе прямого рождения фотона партонный подпроцесс рассеяния кварка (q) одного из адронов на глюоне другого (рис.; γ^* — виртуальный фотон) играет определяющую роль в области больших поперечных импульсов мюонной пары и фотона. Анализ эксперим. данных показывает, что распределение глюонов в протоне [$g(x)$] по долям x полного импульса имеет приближённо вид $g(x) \sim (1-x)^5/x$, тогда как, напр., распределения $u(x)$, $d(x)$ валентных u- и d-кварков: $u(x) \sim$ $\sim (1-x)^3/\sqrt{x}$, $d(x) \sim (1-x)^4/\sqrt{x}$, т. е. преобладающую роль играют «медленные», или «лёгкие», Г., число к-рых значительно превышает число кварков.

Лит. см. при ст. *Квантовая хромодинамика*. *А. В. Ефремов.*

ГОД — промежуток времени, близкий по продолжительности к периоду обращения Земли вокруг Солнца. Звёздный Г. — период, в течение к-рого Солнце совершает свой видимый путь по небесной сфере относительно звёзд; равен 365,2564 сут (здесь и ниже — ср. солнечные сутки). Тропический Г. — промежуток времени между двумя последоват. прохождениями Солнца через точку весеннего равноденствия; равен 365,2422 сут. Драконический Г. — промежуток времени между двумя прохождениями Солнца через один и тот же узел лунной орбиты (имеет значение в теории затмений); равен 346,6201 сут. Календарный Г.: юлианский — в среднем равен 365,2500 сут, григорианский — в среднем равен 365,2425 сут (принят в нашем календаре). Лунный Г. (применяется в лунных календарях), равен продолжительности 12 лунных (синодич.) мес, в среднем — 354,367 сут.

ГОДОГРАФ в механике (от греч. hodós — путь, движение, направление и gráphō — пишу) — кривая, являющаяся геом. местом концов переменного вектора (вектор-функции), значение к-рого при разных значениях аргумента отложены от нек-рого общего начала O. Если, напр., положение движущейся точки определять её радиусом-вектором $\boldsymbol{r}$, проводимым из начала отсчёта O, то Г. вектора $\boldsymbol{r}$ даёт



траекторию точки (рис., *а*). Определив значения вектора скорости $\boldsymbol{v}$ точки в разные моменты времени и отложив эти векторы от общего начала O_1, получают Г. вектора скорости (рис., *б*) и т. д.

Производная от переменного вектора $\boldsymbol{u}(t)$ по аргументу t даёт вектор, направление к-рого совпадает с направлением касательной к Г. дифференцируемого вектора в соответствующей точке. Так, направление вектора скорости точки в положении M_1, равного $\boldsymbol{v}_1 = \left(\frac{d\boldsymbol{r}}{dt}\right)_1$, совпадает с направлением касательной к Г. вектора $\boldsymbol{r}$ в этой точке; направление вектора ускорения точки в положении M_1, равного $\boldsymbol{w}_1 = \left(\frac{d\boldsymbol{v}}{dt}\right)_1$, совпадает с направлением касательной к Г. вектора $\boldsymbol{v}$ в точке M_1'.

ГОЛДБЕРГЕРА — ТРИМЕНА СООТНОШЕНИЕ — формула, связывающая константу $\pi \longrightarrow \mu\nu_\mu$-распада F_π и пион-нуклонную константу связи $g_{\pi N}$ ($g_{\pi N}^2/4\pi \approx 14{,}6$):

$$m_N g_A = F_\pi g_{\pi N}, \qquad (*)$$

где m_N — масса нуклона, $g_A = 1{,}18$ — константа аксиально-векторной связи в β-распаде нуклона. Эксперим. значение $F_\pi \approx 93$ МэВ, поэтому Г. — Т. с. выполняется с точностью $\sim 10\%$. Ф-ла (*) была получена М. Л. Голдбергером (M. L. Goldberger) и С. Б. Трименом (S. B. Treiman) в 1958 при модельных вычислениях амплитуды $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$-распада, к-рая определяется матричным элементом от аксиально-векторного адронного тока (см. *Аксиальный ток*) для перехода вакуум — π-мезон. Впоследствии выяснилось, что Г. — Т. с. является прямым следствием гипотезы *аксиального тока частичного сохранения*. Справедливость равенства (*) — один из гл. аргументов в пользу этой гипотезы. *М. В. Терентьев.*

ГОЛДСТО́УНА ТЕОРЕ́МА в квантовой теории поля — теорема, утверждающая необходимость существования частиц с нулевой массой (голдстоуновских частиц) при спонтанном нарушении нек-рой непрерывной симметрии (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). В релятивистской квантовой теории поля (КТП) теорема впервые сформулирована Дж. Голдстоуном (J. Goldstone) в 1961, а впоследствии существенно обобщена и доказана в аксиоматич. квантовой теории поля. Доказательство аналогичной теоремы в нерелятивистской квантовой теории мн. тел было одновременно и независимо получено Н. Н. Боголюбовым (см. *Боголюбова теорема*). Если спонтанное нарушение симметрии происходит в теории с безмассовыми *калибровочными полями*, напр. с эл.-магн. полем, то Г. т. может не выполняться (см. *Хиггса механизм*). Спонтанное нарушение дискретных симметрий также не приводит к появлению голдстоуновских частиц.

Необходимость появления голдстоуновских частиц при спонтанном нарушении симметрии можно наглядно пояснить на примере изотропного ферромагнетика, находящегося в основном состоянии (см. *Вырождение вакуума*). Для поворота вектора намагниченности в объёме $\sim R^3$ необходимо «повернуть» число спиновых магн. моментов частиц $\sim R^3$ или возбудить число *магнонов* (спиновых волн) $\sim R^3$. При конечном радиусе действия сил (a) между спинами магнетика для такого поворота требуется затратить энергию лишь в поверхностном слое объёма $\sim R^2a$, поскольку состояние внутри этого объёма также «вакуумное». Т. о., при $R \to \infty$ энергия, приходящаяся на один магнон, сколь угодно мала и его масса равна нулю, т. е. магноны являются голдстоуновскими частицами. Предположение о конечном радиусе действия сил существенно; если есть дальнодействие (кулоновские силы), то рассуждение неверно. Именно по этой причине Г. т. для теорий с безмассовыми калибровочными полями может не выполняться.

В теории изовекторного скалярного поля $\varphi^{(\alpha)}$ ($\alpha = 1, 2, 3$) с *эффективным потенциалом*

$$V_{\text{эфф}} = -\frac{\mu^2}{2}\varphi^2 + \frac{\lambda}{4}(\varphi^2)^2$$

[где μ — параметр размерности массы (в системе единиц $\hbar = c = 1$), λ — безразмерная константа взаимодействия] при спонтанном нарушении изотонич. симметрии (см. *Изотопическая инвариантность*), описываемом ненулевым *вакуумным средним* $\varphi_0^{(\alpha)} = \langle 0|\varphi^{(\alpha)}|0\rangle = (0, 0, \mu/\sqrt{\lambda})$, появляются две безмассовые частицы, связанные с вращениями вокруг первой и второй осей изотонич. пространства, относительно к-рых изовектор $\varphi_0^{(\alpha)}$ неинвариантен. Массы определяются собств. значениями матрицы $M_{\alpha\beta} = \partial^2 V_{\text{эфф}}/\partial\varphi_0^{(\alpha)}\partial\varphi_0^{(\beta)}$. При данном нарушении симметрии эта матрица диагональна и имеет единств. ненулевой элемент $M_{33} = 2\mu^2$. Т. о., возможны две безмассовые скалярные частицы и одна с массой $\sqrt{2}\,\mu$.

Существуют разл. формулировки Г. т. Для мн. приложений достаточна следующая. Пусть локальная трансляционно-инвариантная теория полн инвариантна относительно непрерывной группы G, описываемой n сохраняющимися токами $j_\mu^{(a)}(x)$, $\partial j_\mu^{(a)}/\partial x^\mu = 0$ (x — пространственно-временна́я точка; $x^0 = t$ — временная координата; x^1, x^2, x^3 — пространств. координаты, $\mu = 0, 1, 2, 3$, $a = 1, 2, \ldots, n$), а N полей $\varphi^{(i)}$ со спином нуль (не обязательно элементарных) преобразуются по нек-рому представлению группы G, т. е. $[Q^{(a)}, \varphi^{(i)}(x, t)] = f_{ij}^{(a)}\varphi^{(j)}(x, t)$, где $Q^{(a)}$ — генераторы G, $Q^{(a)} = \int j_0^{(a)}(x, t)\,d^3x$, $f_{ij}^{(a)}$ — структурные константы, определённые представлением группы. Если симметрия G спонтанно нарушена, т. е. вакуум не инвариантен при действии некоторых из генераторов $Q^{(a)}$, например $\langle 0|[Q^{(b)}, \varphi^{(i)}]|0\rangle \neq 0$, $b = 1, \ldots, m$, то существует m безмассовых голдстоуновских частиц со спином нуль (*голдстоуновские бозоны*) и с квантовыми числами, определяемыми этими генераторами: $\langle 0|Q^{(b)}|g\rangle \neq 0$, где $|g\rangle$ — состояние голдстоуновского бозона. В частности, скалярным (псевдоскалярным) «неинвариантным» генераторам $Q^{(b)}$ соответствуют скалярные (псевдоскалярные) голдстоуновские частицы.

Наиб. важное приложение Г. т. в КТП относится к спонтанному нарушению *киральной симметрии*, при к-ром появляются псевдоскалярные голдстоуновские мезоны. В суперсимметричных теориях поля голдстоуновские частицы могут быть и фермионами (см. *Суперсимметрия*, *Голдстоуновский фермион*).

Лит.: Гриб А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; Ициксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 2, М., 1984. *А. Т. Филиппов.*

ГОЛДСТО́УНОВСКИЕ БОЗО́НЫ — бозоны с нулевой массой и нулевым спином, существование к-рых в теориях со спонтанным нарушением непрерывной группы симметрии (см. *Спонтанное нарушение симметрии*) вытекает из *Голдстоуна теоремы*. Примеры Г. б. в нерелятивистской квантовой теории мн. тел: спонтанному нарушению симметрии изотропного ферромагнетика относительно вращений трёхмерного пространства соответствуют *магноны*, спонтанному нарушению калибровочной симметрии в сверхтекучем гелии — *фононы* и т. д.

В *квантовой хромодинамике* с безмассовыми *кварками* u, d, s имеется *киральная симметрия*, спонтанное нарушение к-рой приводит к появлению безмассовых псевдоскалярных мезонов (π, K), к-рые являются Г. б. Дополнительное (не спонтанное) нарушение киральной симметрии, определяемое, напр., ненулевыми массами кварков, обусловливает появление у этих мезонов конечной массы.

В калибровочной теории электрослабого взаимодействия спонтанное нарушение калибровочной симметрии не порождает Г. б. благодаря *Хиггса механизму*.

Лит.: Гугенгольц Н., Квантовая теория систем многих тел, пер. с англ., М., 1967; Токи в физике адронов, пер. с англ., М., 1976; Гриб А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; Тейлор Дж., Калибровочные теории слабых взаимодействий, пер. с англ., М., 1978. *А. Т. Филиппов.*

ГОЛДСТО́УНОВСКИЕ МО́ДЫ — коллективные моды в конденсиров. средах, в к-рых имеется дальний порядок в результате *спонтанного нарушения симметрии*, соответствующей непрерывной группе. Аналогичны *голдстоуновским бозонам* в квантовой теории поля. Г. м. существуют при сколь угодно больших длинах волн λ, причём их частота $\omega(q)$ стремится к нулю при $q = 2\pi/\lambda \to 0$. Причиной возникновения Г. м. является непрерывное вырождение равновесного состояния. Г. м. является, напр., *спиновая волна* в ферромагнетике с плоскостью лёгкого намагничивания. Энергия системы не зависит от ориентации вектора намагниченности $\boldsymbol{m}$ в этой плоскости, поэтому имеется непрерывное вырождение состояний, задаваемое углом φ между вектором $\boldsymbol{m}$ и фиксиров. вектором в плоскости. Параметр вырождения φ удовлетворяет волновому ур-нию, описывающему когерентное движение спинов — спиновую волну с линейным законом дисперсии $\omega(q) \sim q$. Г. м. в таком ферромагнетике связана с нарушением непрерывной группы симметрии $SO(2)$ относительно вращений спинов. Действительно, при повороте спинов вокруг оси, перпендикулярной к плоскости лёгкого намагничивания, равновесное состояние не остаётся инвариантным, а переходит в др. состояния с той же энергией. Аналогичные Г. м. возникают в др. системах. Поскольку Г. м. представляют собой колебания параметра вырождения, их число, как правило, совпадает с числом степеней свободы параметра вырождения. В кристаллич. твёрдых телах, где нарушена трансляц. инвариантность, Г. м. являются упругие волны. В сверхтекучем

^{4}He, где нарушена инвариантность относительно группы $U(1)$ калибровочной симметрии, Г. м. является температурная волна — *второй звук* (либо *четвёртый звук* в огранич. системе).

Г. м. не всегда является распространяющейся волной, она может быть и модой диффузионного типа, для к-рой $\omega\sim-iq^2$, но также стремится к нулю при $q\to0$. Такого типа Г. м. возникают, напр., в жидком кристалле нематического типа, где нарушена инвариантность относительно группы $SO(3)$ поворотов обычного пространства.

В сверхтекучем ^{3}He, где нарушены одновременно разные непрерывные симметрии, существует неск. Г. м. Так, в ^{3}He-A параметр вырождения имеет 5 степеней свободы. В результате существуют 5 Г. м.: четвёртый звук, как в ^{4}He, две спиновые волны, как в антиферромагнетике с нарушенной группой $SO(3)$ спиновых поворотов, и две моды диффузионного типа, как в нематич. жидком кристалле. Последние становятся распространяющимися волнами при понижении температуры T, когда диссипация мала; это так называемые орбитальные волны.

В одно- и двумерных системах дальний порядок существует только при $T=0$, при $T>0$ он разрушается тепловыми флуктуациями. Поэтому Г. м., существующие при $T=0$, могут отсутствовать при $T>0$. В одномерных системах в спектре Г. м. появляется щель $\Delta\sim T$ либо Г. м. становятся релаксационными, $\omega=-i/\tau$, τ — время релаксации, при этом $\omega(0)\neq0$. В двумерных системах ситуация более сложная. Если нарушенная группа симметрии является абелевой, то Г. м. существуют при $T\geqslant0$ и исчезают только при фазовом переходе. Ниже темп-ры перехода существует определ. тип дальнего порядка, отличающегося от дальнего порядка трёхмерных систем. Если же нарушена неабелева группа симметрии, то в спектре Г. м. возникает щель $\Delta\sim\exp(-a/T)$. Г. м. могут появляться в нек-рых неупорядоченных системах, где дальний порядок отсутствует, но возможно непрерывное вырождение. Примером являются спиновые стёкла, в к-рых спины не упорядочены, но направление данного спина определяется ориентацией соседних спинов. В результате образуется жёсткая неупорядоченная система спинов, к-рая под действием группы $SO(3)$ спиновых вращений переходит в другие конфигурации с той же энергией. Вырождение приводит к появлению спиновых волн.

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980.

Г. Е. Воловик.

ГОЛДСТОУНОВСКИЙ ФЕРМИОН (голдстино) — гипотетич. электрически нейтральная частица со спином $^1/_2$, возникающая при *спонтанном нарушении суперсимметрии*. При отсутствии индуциров. нарушения суперсимметрии Г. ф. имеет нулевую массу покоя. Как и для *голдстоуновских бозонов*, для Г. ф. справедливы т. н. *низкоэнергетические теоремы*. В частности, для любого процесса $A\to B+V(q)$, где A и B — одно- или многочастичные состояния, включающие только массивные частицы, а $V(q)$ — Г. ф. с 4-импульсом q_μ ($\mu=0, 1, 2, 3$), амплитуда $M(q)$ должна обращаться в нуль при $q_\mu\to0$:

$$\lim_{q_\mu\to0} M(q)=0.$$

Из анализа спектра электронов β-распада с использованием этих теорем следует, что электронное нейтрино не может быть Г. ф. В случае калибровочной суперсимметрии, т. е. в теориях с включением *супергравитации*, при спонтанном нарушении суперсимметрии возникает разновидность эффекта Хиггса (см. *Хиггса механизм*): Голдстоуновский фермион исчезает, за счёт чего *гравитино* (фермионный партнёр гравитона) становится массивным.

Лит.: Акулов В. П., Волков Д. В., Голдстоуновские поля со спином половина, «ТМФ», 1974, т. 18, с. 39; de Wit B., Freedman D. Z., Phenomenology of Goldstone neutrinos, «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 827.

В. И. Огиевецкий.

ГОЛОГРА́ММА (от греч. hólos — весь, полный и grámma — черта, буква, написание) — запись волнового поля на чувствит. материале в виде интерференционной картины, образованной смешением этого волнового поля с опорной волной (см. *Голография*). Г. отображает практически все характеристики волновых полей — амплитуду, фазу, спектральный состав, состояние поляризации, изменение волновых полей во времени, а также свойства волновых полей и сред, с к-рыми эти поля взаимодействуют.

Объёмная Г. представляет собой фрагмент V пространств. интерференц. картины — стоячей волны, заполняющей всё окружающее объект пространство. Поверхности пучностей этой волны изображены на рис. 1 в виде заполненных точками полос. В случае эл.-магн.

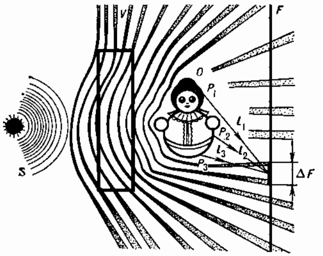


Рис. 1. Формирование объёмной (V) и двумерной (F) голограмм.

волн пространств. фотографич. модель такой стоячей волны, повторяющая в виде вариаций коэф. отражения или поглощения либо в виде вариации диэлектрич. проницаемости ε распределение интенсивности этой волны, является оптич. эквивалентом объекта. В частности, если на Г. направить излучение точечного источника S со сплошным спектром, то она выберет из спектра именно ту монохроматич. составляющую, к-рая использовалась при съёмке, и преобразует её в волну, по форме и распределению амплитуды точно совпадающую с волной излучения, рассеянного объектом. Наблюдатель не может отличить её от волны излучения, рассеянного самим объектом; он увидит изображение объекта, неотличимое от оригинала [1].

Свойство «делимости». Двумерная голограмма. Точное преобразование волны излучения восстанавливающего источника в волну, рассеянную объектом, осуществляется, если на Г. записана вся трёхмерная стоячая волна. Однако не только вся картина, но и каждый её фрагмент обладает свойством воспроизводить записанное излучение. При этом чем больше размер фрагмента, тем выше точность воспроизведения. Ограничение Г. по площади приводит к уменьшению разрешения мелких деталей, а ограничение по глубине снижает точность цветового воспроизведения.

Способность Г. воспроизводить записанные на ней волновые поля сохраняется и тогда, когда Г. становится двумерной, т. е. записывается в тонком слое светочувствит. среды F (рис. 1). Однако плоская запись неоднозначно воспроизводит распределение фаз волнового поля, о чём свидетельствует появление т. н. сопряжённого изображения O', а также не обладает спектральной селективностью, в результате чего её можно восстанавливать только монохроматич. излучением.

Изображение всего объекта несёт и каждый из фрагментов плоского сечения картины стоячих волн, т. е. через каждый её кусок ΔF всё равно будет видно целое изображение объекта, т. к. каждая точка объекта рассеивает излучение во всех направлениях. В результате при записи на каждый участок ΔF попадает излучение от всех точек объекта. Напр., лучи l_1, l_2, l_3... записывают на участке ΔF изображения точек объекта P_1, P_2, P_3... При реконструкции эти лучи восстанавливаются.

Голограмма движущегося объекта. На Г. можно записать волновые поля излучения, рассеянного движущимися объектами (в т. ч. и движущимися нестационарно [3]). Отображающими свойствами обладают не только стоячие, но и бегущие волны интенсивности, возникающие при интерференции волновых полей, различных частот. Такие волны интенсивности возникают, напр., при регистрации Г. движущегося объекта O, к-рый рассеивает излучение неподвижного когерентного источника S (рис. 2). Рассеянное излучение, сдвинутое по частоте вследствие эффекта Доплера относительно падающего, складывается с ним, образуя систему бегущих волн интенсивности. Вся эта система перемещается в направлении движения объекта. Если окружающее объект пространство (объём V) заполнено нелинейной средой, у к-рой ε пропорциональна интенсивности света (см. *Нелинейная оптика*), то в результате нелинейного взаимодействия поля со средой в объёме V возникает система бегущих зеркальных поверхностей с френелевским коэф. отражения. Форма зеркальных поверхностей повторяет форму поверхности изофазных слоёв волны интенсивности. Такая движущаяся система полностью имеет осн. свойства Г.: волна источника S, отражаясь от системы перемещающихся зеркал, преобразуется в объектную волну, т. е. лучевой вектор $\boldsymbol{l}_s$ преобразуется в лучевой вектор $\boldsymbol{l}_0$. Расстояние между зеркалами обеспечивает такое сложение отражённых волн, что усиливается излучение только той длины волны, к-рая экспонировала Г. Таким образом Г. воспроизводит спектр. состав записывающего излучения. При этом, в отличие от обычной Г., в данном случае благодаря движению зеркал воспроизводится не только распределение фаз и амплитуд объектной волны, но сдвиг частоты объектной волны, обусловленный перемещением объекта.

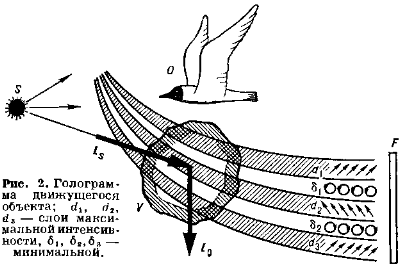


Рис. 2. Голограмма движущегося объекта; d_1, d_2, d_3 — слои максимальной интенсивности, δ_1, δ_2, δ_3 — минимальной.

Поляризационная голограмма. Г. способна регистрировать и воспроизводить состояние поляризации объектной волны [2]. При записи поляризац. Г. поляризация объектной и опорной волн может быть различной, в предельном случае взаимно ортогональной. Картина интерференции в этом случае характеризуется не изменением интенсивности поля, а модуляцией состояния поляризации: слои с линейной поляризацией соседствуют со слоями, в к-рых поляризация циркулярна, а те, в свою очередь, со слоями, где она снова линейна, но теперь уже в ортогональном направлении (рис. 2, справа). Глаз не различает эти состояния, и наблюдателю кажется, что поле интерференции освещено равномерно. Однако если такую картину зарегистрировать на материале, к-рый реагирует на состояние поляризации падающего излучения анизотропией коэф. поглощения (эффект Вейгерта), то образуется Г., на к-рой одновременно записаны две сдвинутые на $^1/_2$ периода интерференционной картины периодич. структуры, соответствующие взаимно ортогональным линейным состояниям поляризации. Это как бы две Г., записанные на одной пластинке. Соответственно при реконструкции восстановятся две объектные волны, к-рые сдвинуты по фазе на $^1/_2$ периода и поляризованы под прямым углом друг к другу и под углом 45° по отношению к опорной волне. Анализ показывает, что при сложении таких сдвинутых по фазе компонент плоскость поляризации поворачивается на 90° относительно восстанавливающей волны, и т. о. точно восстанавливается состояние поляризации объектной волны.

Эхо-голограмма. Для того чтобы зарегистрировать на Г. нестационарные поля и процессы, необходимо использовать резонансную среду, у к-рой длина волны λ линии поглощения (с нижнего основного состояния) совпадает с λ излучения, экспонирующего Г. [3]. Такие Г., объединяющие свойства голографии и *фотонного эха*, наз. эхо-Г. Метод их записи сводится к следующему: в исходный момент $t=0$ на резонансную среду направляется импульс объектной волны I_0, к-рый переводит часть атомов среды из основного состояния с энергией $\mathscr{E}_1$ в верхнее возбуждённое состояние $\mathscr{E}_2$ (рис. 3). В состоянии $\mathscr{E}_2$ фаза колебаний атомов в течение нек-рого времени, наз. временем поперечной релаксации, остаётся такой же, что и фаза объектной волны при $t=0$. Опорная волна подаётся в виде импульса I_R в момент времени $t=\tau$. Этот импульс обращает на 180° фазы колебаний всех атомов среды, после чего колебания начинают развиваться в обратном направлении. В результате по прошествии времени 2τ среда испустит импульс «эха» I_e. Волновой фронт этого импульса совпадает с фронтом объектной волны либо обращён (см. *Обращение волнового фронта*) в зависимости от того, в какой последовательности на среду воздействуют импульсы I_e и I_R. В случае эхо-Г. пространств. память объединена с временной памятью, что позволяет воспроизводить процессы, связанные с изменением во времени и пространстве.

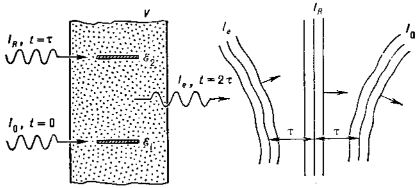


Рис. 3. Эхо-голограмма.

Другие свойства Г. Помимо способности воспроизводить записанные на ней волновые поля, Г. способна формировать обращённую волну, что связано с возможностью компенсации искажений изображения, вносимых оптически неоднородными средами. Восстановленное изображение мало чувствительно к характеру отклика светочувствит. среды, с чем связана возможность записи амплитудных, фазовых и отражательных Г. Двумерные Г. позволяют трансформировать масштаб и положение восстановленного изображения при изменении положения и длины волны λ источника, с помощью к-рого восстанавливается Г.

Голографическая память. Трёхмерные Г. имеют большую информац. ёмкость и ассоциативный характер памяти [5]. В основе этого лежит селективность трёхмерной записи, т. е. способность Г. взаимодействовать только с теми компонентами восстанавливающего излучения, к-рые присутствовали на этапе их записи. В частности, большая ёмкость записи достигается за счёт того, что на один и тот же участок фотоматериала V можно последовательно впечатать Г. разл. объектов (O_1; O_2...) при разных направлениях опорной волны ($\boldsymbol{R}_1$, $\boldsymbol{R}_2$...) и длинах волн записывающего излучения (λ_1, λ_2...; рис. 4). Каждая из записанных Г. может быть считана затем независимо, если её восстановить волной, совпадающей по $\boldsymbol{R}$ и λ с опорной волной, использованной на этапе записи.

При таком способе записи информации элементами, в к-рых она хранится, являются трёхмерные гармоники (α, β, γ) изменения показателя преломления (поглощения), каждая из к-рых заполняет весь объём Г.

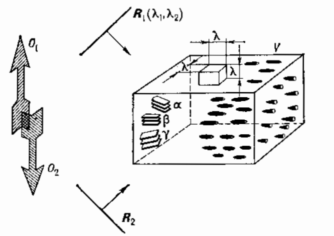


Рис. 4. Селективные свойства трёхмерной голограммы.

Кол-во таких независимых элементов равно числу пространственно-локализованных ячеек с размерами ($\lambda\times\lambda\times\lambda$), к-рое можно поместить в объёме V. Напр., при записи в видимом диапазоне ($\lambda=5$ мкм) в 1 см^3 помещается 10^{13} независимых гармоник (см. *Запоминающие голографические устройства*) [4].

Безопорная запись. При регистрации объекта O_1 на объёмной Г. V излучение каждой из точек объекта можно рассматривать как опорное по отношению ко всем остальным его точкам. Если полученную таким способом Г. восстановить излучением части точек зарегистрированного на ней объекта (напр., излучением острия стрелки O_1), то это излучение восстановит изображение всех точек объекта, по отношению к к-рым оно являлось опорным, т. е. изображение объекта в целом. К.-л. ложных и дополнит. изображений при этом не возникнет, т. к. в силу селективности трёхмерной Г. излучение каждой из точек объекта, освещающих Г., будет взаимодействовать только с теми гармониками структуры Г., в записи к-рых оно участвовало. Т. о. трёхмерная Г., к-рой предъявлен фрагмент записанного на ней изображения, способна «вспомнить по ассоциации» весь объект в целом (см. *Голографическое распознавание образов*).

Анизотропные Г. Если трёхмерная Г. записывается в анизотропной среде, напр. в кристалле $LiNbO_3$, то структура Г. характеризуется не изменениями скалярного показателя преломления, а вариациями тензора диэлектрич. проницаемости. Важное свойство анизотропных трёхмерных Г.— их способность изменять состояние поляризации падающей на них волны. Используя это явление, можно считывать трёхмерные Г. излучением с λ, отличающимися от тех λ, к-рые использовались на этапе записи.

Динамические голограммы формируются в нелинейной светочувствит. среде непосредственно в момент, когда на неё воздействует волновое поле (см. *Динамическая голография*).

Лит.: 1) Денисюк Ю. Н., Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения, «ДАН СССР», 1962, т. 144, с. 1275; 2) Какичашвили Ш. Д., О поляризационной записи голограмм, «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 33, с. 324; 3) Денисюк Ю. Н., Голография и ее перспективы, «Ж. прикл. спектроскопии», 1980, т. 33, с. 397; 4) van Heerden P. J., Theory of optical information storage in solids, «Appl. Opt.», 1963, v. 2, p. 393; см. также лит. при ст. *Голография*.

Ю. Н. Денисюк.

ГОЛОГРАММНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ — *голограммы*, осуществляющие разл. преобразования волновых полей: фокусирующие (голограммные линзы), диспергирующие (дифракционные решётки), отражающие (зеркала), фильтрующие, поляризующие и т. д. Действие Г. о. э. основано на дифракции и интерференции света [1—3]. Голограмма представляет собой периодич. структуру с промодулированным амплитудным пропусканием, обусловленным изменением проводимости σ или (и) диэлектрич. проницаемости ε. На периодич. структуре освещающая волна дифрагирует и преобразуется в др. волну. Дифракц. эффективность $\eta=\Phi_{\text{диф}}/\Phi_{\text{осв}}$, где $\Phi_{\text{осв}}$ и $\Phi_{\text{диф}}$ — освещающий и дифрагированный потоки излучения. Г. о. э. наз. фазовыми, если модуляция амплитудного пропускания обусловлена только изменением ε, и амплитудными в случае изменения σ. Для амплитудных Г. о. э. $\eta\approx0{,}1$, для фазовых $\eta\approx0{,}4$ [4].

Голограммы получают либо регистрацией на светочувствит. слое интерференц. картины от двух когерентных волн, либо путём расчёта структуры голограммы на ЭВМ, исходя из заданных ур-ний волн, и последующим отображением этой структуры на твёрдой основе (синтезир. голограммы; см. *Голография*). Различают отражательные и пропускающие Г. о. э. в зависимости от того, в попутном или противоположном направлении распространяются дифрагированные волны по отношению к освещающей волне. Отличит. особенность Г. о. э. от элементов классич. оптики — нарушение условия изохроиности.

Голограммные линзы образуются при регистрации интерференц. картины от двух сферич. волн на плоских или сферич. поверхностях. Если оба точечных источника O и C расположены

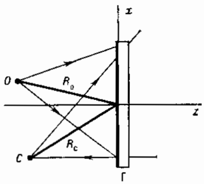


Рис. 1. Схема получения плоской отражательной голограммной линзы: O, C — точечные источники света; Г — светочувствительный слой.

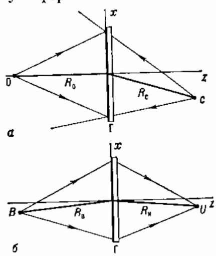


Рис. 2. Голограммная плоская пропускающая линза: *а* — запись; *б* — действие.

на оси z (осевая голограмма), то интерференц. картина имеет вид концентрич. колец с центром на оси z. В случае неосевой голограммы (рис. 1 и 2, *а*) интерференц. картина сложнее [4].

При освещении голограммы точечным источником B за ней восстановится сходящаяся волна, формирующая изображение U источника B (рис. 2, *б*). Расположения B и U определяются соотношениями [5, 6]:

$$\frac{1}{R_B}-\frac{1}{R_U}=\frac{1}{f}\,; \tag{1}$$

$$\frac{x_U}{R_U}=\frac{x_B}{R_B}+\mu\left(\frac{x_c}{R_c}-\frac{x_0}{R_0}\right)\,; \tag{2}$$

$$\frac{y_U}{R_U}=\frac{y_B}{R_B}+\mu\left(\frac{y_c}{R_c}-\frac{y_0}{R_0}\right)\,. \tag{3}$$

Здесь $f=[\mu\,(1/R_0-1/R_c)]^{-1}$ — фокусное расстояние голограммной линзы; $\mu=\lambda_B/\lambda_0$, где λ_0 — длина волны при голографировании, λ_B источника B; x, y — координаты точечных источников света O, B, C и изображения U. В ф-лах (1—3) все расстояния положительны, если точки находятся за голограммой (по ходу света), и отрицательны, если они располагаются до неё.

Поперечное $M_\perp$ и продольное $M_\parallel$ увеличения голограммной линзы:

$$M_\perp = \frac{dx_U}{dx_B} = \left|\frac{R_U}{R_B}\right|; \quad M_\parallel = \frac{dR_U}{dR_B} = \frac{R_U^2}{R_B^2}. \tag{4}$$

Угловые увеличения M_α и M_β в плоскостях xy и xz имеют вид:

$$M_\alpha = \frac{\Delta\alpha_U}{\Delta\alpha_B} = \frac{\sin\alpha_B}{\sin\alpha_U};$$
$$M_\beta = \frac{\Delta\beta_U}{\Delta\beta_B} = \frac{\sin\beta_b}{\sin\beta_U}, \tag{5}$$

где $\frac{x_i}{R_i} = \cos\alpha_i$; $\frac{y_i}{R_i} = \cos\beta_i$ $(i = U, B)$. В случае осевых голограмм $x_c = x_0 = y_c = y_0 = 0$, и из (2) и (3) следует, что $\alpha_U = \alpha_B$, $\beta_U = \beta_B$, т. е. $M_\alpha = M_\beta$. Для внеосевых голограмм $M_\alpha \neq M_\beta$, и такие линзы обладают свойством анаморфотности (см. *Анаморфирование*).

Коэф. *сферической аберрации* голограммной линзы определяется ф-лой:

$$S = \frac{1}{R_B^3} - \frac{1}{R_U^3} + \mu\left(\frac{1}{R_C^3} - \frac{1}{R_0^3}\right). \tag{6}$$

При $\mu = 1$ и $R_B = R_0S$ и все остальные оптические аберрации равны 0. Следовательно, всегда можно найти в пространстве объекта точку O, изображение к-рой в монохроматич. свете может быть получено без искажений в сопряжённой точке C пространства изображений. Сферич. аберрация осевой голограммы, вызванная тем, что $\mu \neq 1$ или $R_B \neq R_0$, может быть компенсирована с помощью плоскопараллельной пластинки или подбором геометрии освещающего и интерферирующих пучков [7, 8].

Астигматич. разность ΔR_U осевой голограммы определяется ф-лой:

$$\Delta R_U = \frac{R_U^m R_U^c}{f} \cdot \mathrm{ctg}^2\,\alpha_U, \tag{7}$$

где α_U — угол между оптич. осью и гл. лучом наклонных пучков, R_U^m и R_U^c — расстояния от голограммы до меридиальной и сагиттальной фокальных линий (см. *Астигматизм*). Из (7) следует, что знак ΔR_U определяется знаком f и, следовательно, в оптич. системе, состоящей из голографич. линз, комбинацией положит. и отрицат. линз возможна компенсация астигматизма. При этом удаётся уменьшить и *кому*.

Из (1) видно, что голограммные линзы обладают продольной *хроматической аберрацией*. Поэтому их целесообразно применять для монохроматич. излучения. Голографич. и классич. линзы одного знака обладают хроматич. аберрацией противоположных знаков, и их комбинация может использоваться для ахроматизации оптич. систем. В системе из плоских голограмм возможна ахроматизация только для мнимого изображения объекта.

Отражат. голограммные линзы могут одновременно выполнять ф-ции светоделителя, *светофильтра* и формирователя изображений. Такие многофункциональные Г. о. э. применяются, напр., для отображения перед оператором дополнит. информации при одновременности наблюдения пространства за голограммой.

На одной и той же фотопластинке могут быть получены путём одноврем. или последоват. экспонирования N голограмм. Такие голограммы расщепляют падающую на них волну по амплитуде на N частей и применяются для размножения изображений.

Фильтры. Фильтрующие свойства Г. о. э. основаны на угловой и спектральной селективности трёхмерных голограмм. Спектральная полуширина $\Delta\lambda_{1/2}$ отфильтрованного излучения для отражательных и пропускающих симметричных голограмм определяется выражениями:

$$\Delta\lambda_{1/2}^{\text{отр}} \approx 2\lambda/\pi T\bar{n}\cos\vartheta;$$
$$\Delta\lambda_{1/2}^{\text{проп}} \approx 1{,}3\lambda/\pi T\bar{n}\sin\vartheta\,\mathrm{tg}\,\vartheta. \tag{8}$$

Здесь T — толщина голограммы, ϑ — угол Брэгга, $\bar{n}$ — ср. значение показателя преломления среды. При большой амплитуде модуляции n отражат. голограммы приобретают свойства диэлектрич. зеркала, что является следствием уменьшения её эффективной толщины. Фильтрующие свойства пропускающей голограммы при неколлимированном освещении описываются выражением:

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda^{\text{проп}} + \nu^{-1}\cos\vartheta\Delta\vartheta, \tag{9}$$

где $\Delta\vartheta$ — угловая расходимость освещающего пучка, ν — пространств. частота голограммы.

Поляризаторы. Поляризующее действие голограмм основано на разных значениях η трёхмерных голограмм для TE- и TM-волн (см. *Поляризация волн*, *Волновод*). В обычных условиях $\eta_{TE} > \eta_{TM}$. Случай $\eta_{TM} = 0$ реализуется, когда угол между освещающим и дифрагированным пучками достигает 90°, что выполняется лишь для сред с $n < \sqrt{2}$. При $n > \sqrt{2}$ предельная степень поляризации:

$$P = 2\,[n^2 - 1 + (n^2 - 1)^{-1}]^{-1}. \tag{10}$$

Френелевские потери устраняются иммерсированием (см. *Иммерсионный метод*). Спектральная зависимость степени поляризации при этом описывается выражением:

$$P(\lambda) = 1 - 8\,(\lambda/\lambda_P - 1)^2/\eta_{TE}, \tag{11}$$

где λ_P — длина волны, на которую рассчитан поляризатор.

Синтезированные Г. о. э. применяют в качестве компенсаторов при контроле оптич. поверхностей сложной формы, коррегирующих элементов в оптич. системах, образцовых и вспомогательных оптич. элементов в контрольно-измерит. приборах. При их использовании в качестве компенсаторов для контроля асферич. поверхностей на одной подложке изготавливают коррегирующую голограмму и ряд вспомогательных (юстировочных) голограмм, к-рые обеспечивают высокую точность юстировки элементов установки и оперативность контроля. Коррегирующая голограмма преобразует сферич. (плоскую) волну и асферическую с заданной формой волновой поверхности. На высокой точности воспроизведения заданной волновой поверхности основана возможность образцовых оптич. элементов.

Высокую дифракц. эффективность синтезированных Г. о. э. можно получить управляя формой профиля штрихов. Макс. дифракц. эффективностью обладают *киноформы* [8].

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; 2) Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, пер. с англ., т. 2, М., 1982; 3) Власов Н. Г., Мосякин Ю. С., Скроцкий Г. В., Фокусирующие свойства голограмм сходящихся пучков, «Квантовая электроника», 1972, № 7, с. 14; 4) Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; 5) Meier R. W., Magnification and third-order aberrations in holography, «J. Opt. Soc. Amer.», 1965, v. 55, p. 987; 6) Champagne E. B., Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in holography, «J. Opt. Soc. Amer.», 1967, v. 57, p. 51; 7) Бурнов Г. Н., Мустафин К. С., Компенсация сферической аберрации голограммных линз при коротковолновом сдвиге восстанавливающего излучения, «Оптика и спектроскопия», 1976, т. 41, с. 157; 8) Киноформные оптические элементы, Новосиб., 1981.
К. С. Мустафин.

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ — получение и интерпретация интерференционных картин, образованных волнами, из к-рых, по крайней мере, одна записана и восстановлена голографически. Взаимодействие восстанавливающей волны со структурой, записанной на голограмме, приводит к восстановлению объектной волны. Если восстанавливающая волна — точная копия опорной, то точно восстанавливаются и фазовая и амплитудная структуры объектной волны. Если осветить голограмму, убрав объект, мы увидим его изображение на том же месте и в том же состоянии, в к-ром он был во время записи голограммы (см. *Голография*). Если не убирать объекта, то за голограммой будет одновременно распространяться две волны: одна — восстановленная голограммой, другая — непосредственно рассеянная объектом. Эти волны когерентны и могут интерферировать. Т. к. восстановленная волна сдвинута по фазе на π относительно объектной волны, то, если объект полностью стационарен, волны будут гасить друг друга и наблюдатель не увидит объекта. Если же объект или среда, в к-рой он находится, подверглись между экспозициями возмущению, то на голографич. изображении появятся интерференц. полосы. Интерференц. картина будет характеризовать те изменения, к-рые произошли с объектом за промежуток времени между записью голограммы и наблюдением интерференц. картины. При изменении состояния объекта во время наблюдения, напр. при его деформации или смещении, или же при изменении показателя преломления прозрачного (фазового) объекта интерференц. картина будет изменяться одновременно (метод реального времени).

В др. методе Г. и. на одной фотопластинке последовательно регистрируют две (или неск.) голограммы, соответствующие разным состояниям одного и того же объекта. Одновременно восстанавливаясь, волны, являющиеся копиями объектных волн, существовавших в разное время, интерферируют (метод многих экспозиций). В этом случае восстановленные волны при отсутствии изменений состояния объекта складываются и дают яркое изображение объекта.

Предельный случай метода многих экспозиций — метод усреднения во времени, когда голограмма изменяющегося во времени объекта (напр., деформируемого, движущегося поступательно или колебательно) экспонируется непрерывно. При этом на голограмме будут зарегистрированы волны, рассеянные объектом во всех промежуточных состояниях, к-рые он последовательно проходит во время экспозиции. Восстановленные такой голограммой волны образуют интерференц. картину, дающую представление о характере смещения различных точек объекта в течение экспозиции.

Особенности Г. и. Как в обычной интерферометрии (см. *Интерферометр*), так и в Г. и. осуществляется сравнение фазового рельефа двух или неск. волн. В интерферометрии сравниваемые волны формируются одновременно, но распространяются по разным путям. Временна́я задержка между этими волнами, обусловленная различием их оптич. путей, не должна превышать времени когерентности, а оптич. каналы, по к-рым они распространяются, должны быть тождественны (иначе интерференц. картина будет характеризовать не только исследуемый объект, но и различие формы оптич. деталей в разных плечах интерферометра).

В Г. и. интерферируют волны, проходящие по одному и тому же пути, но в разные моменты времени. Вид интерференц. картины обусловлен лишь изменениями, произошедшими с объектом за время между записью голограммы и моментом наблюдения (либо за время между экспозициями), и однозначно связан с этими изменениями. Т. о., метод Г. и. является дифференциальным. Поэтому в Г. и. могут сравниваться последовательные состояния одного и того же объекта.

Записанная и восстановленная голограммой объектная волна характеризует структуру объекта во всех мельчайших подробностях. Благодаря этому можно исследовать объекты неправильной формы и даже шероховатые, диффузно отражающие свет. Необходимо только, чтобы при переходе объекта из одного состояния в другое его микроструктура не претерпела существенных изменений. В обычной интерферометрии волна сравнения может воспроизвести все детали объектной волны лишь в том случае, если она имеет достаточно простую форму. Поэтому в обычной интерферометрии могут исследоваться только объекты простой формы, имеющие полированную оптич. поверхность.

В Г. и. требования к качеству оптич. деталей проще, т. к. сравниваются волны, прошедшие по одному и тому же каналу и одинаково искажённые дефектами. Это же позволяет проводить исследования объектов практически неограниченно больших размеров.

Если на голограмме записана объектная волна в пределах большого телесного угла, то с её помощью можно восстановить картину интерференции световых волн, рассеянных объектом в разных направлениях, что необходимо, напр., для исследования пространственно неоднородных распределений показателя преломления прозрачных объектов, а также при изучении деформаций тел сложной формы.

Г. и. позволяет получить интерференционную картину, образованную световыми волнами разной частоты. Для этого голограмму экспонируют в свете многочастотного источника. При её освещении восстанавливаются копии записанных на ней волн разной частоты, к-рые могут интерферировать, т. к. они восстановлены одним и тем же монохроматич. пучком света. Многочастотные методы используются для изменения чувствительности Г. и., исследования рельефа поверхностей, изучения дисперсии фазовых объектов (см. ниже).

Большинство методов Г. и. связано с изучением формы полос на интерференц. картине. Контраст полос на голографич. интерферограммах и расположение области локализации полос также характеризуют изменения, произошедшие с объектом. По контрасту полос можно судить об изменениях микроструктуры голографируемой поверхности (напр., при коррозии, износе и т. д.), а по характеру и локализации полос — о перемещениях объекта.

Исследование деформации и смещений осуществляется обычно методом двух экспозиций (рис. 1). Интерпретация полос (определение по положению полос трёхмерного вектора смещения в каждой точке исследуемой поверхности) осуществляется путём получения картины полос при разных направлениях наблюдения, либо при съёмке трёх голограмм (многоголограммный метод Энноса), либо при сканировании одной голограммы от точки к точке (одноголограммный метод Александрова — Бонч-Бруевича), или с помощью др. вариантов этих методов. Часто интерпретация полос облегчается наличием априорных данных о характере смещений.

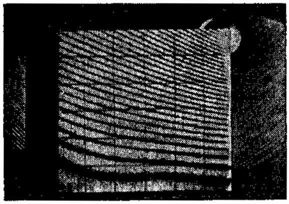


Рис. 1. Голографическая интерферограмма деформируемой пластины (метод двух экспозиций).

Исследование вибраций. Голограмма объекта экспонируется в течение промежутка времени, охватывающего, по крайней мере, неск. периодов колебаний (усреднение во времени). Интенсивность полос при этом быстро спадает с ростом амплитуды колебаний. Наиболее яркая полоса соответствует узловым линиям. По таким интерферограммам можно изучать распределение амплитуды колебаний по поверхности объекта (рис. 2). Для расширения диапазона измеряемых амплитуд используется т. н. стробоголографич. метод, в к-ром голограмма экспонируется не непрерывно, а лишь в определённые моменты времени, синхронизованные с выбранной фазой колебаний. При этом яркость полос практически не зависит от амплитуды.

Контуры рельефа. Методы Г. и. позволяют получить голографич. контурную карту на изображении поверхности трёхмерного объекта или его мнимого изображения. Каждый контур — геометрич. место точек поверхности с постоянной высотой h над фиксированной

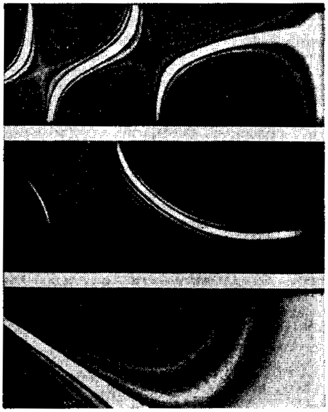


Рис. 2. Голографические интерферограммы вибрирующей на разных частотах турбинной лопатки.

плоскостью. Контуры рельефа получают двухдлинноволновым или иммерсионным методом либо методом двух источников. В первом случае запись голограммы исследуемой поверхности осуществляется в свете двухчастотного источника. Исследуемая поверхность оказывается покрытой полосами равной высоты, причём

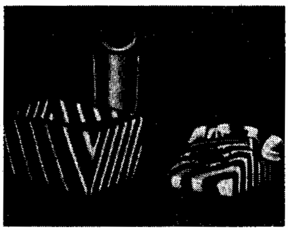


Рис. 3. Голографические контуры рельефа (двухдлинноволновый метод, $\Delta\lambda = 1{,}8$ Å, $\Delta h = 23$ мм).

цена одной полосы (изменение высоты) Δh, соответствующая переходу от одной полосы к другой (рис. 3), равна

$$\Delta h = \lambda^2/\Delta\lambda.$$

В иммерсионном методе исследуемая деталь погружается в кювету с плоским окном и голограмма экспонируется дважды при изменении показателя преломления n иммерсионной жидкости или газа. При этом цена полосы

$$\Delta h = \lambda/2\Delta n.$$

В методе двух источников голограмму также экспонируют дважды при изменении направления ($\Delta\alpha$) пучка, освещающего объект. В этом случае

$$\Delta h = \lambda/2 \sin (\Delta\alpha/2).$$

Возможно также непосредственное сравнение контуров рельефа исследуемой и эталонной поверхностей.

Голографическая дефектоскопия. Регулярная интерференционная картина, образованная при «нагружении» исследуемой детали, искажается в дефектных местах (трещины, раковины, непроклеенные участки многослойных конструкций). Напр., в случае трещины интерференц. полосы на разл. её «берегах» испытывают излом или сдвиг. Нагружение исследуемой детали при Г. и. дефектов может быть статическим или вибрационным. Иногда деталь подвергают локальному нагреву или охлаждению.

Фазовые объекты (ударные волны в газах и в жидкостях, пламёна, взрывы, плазма) исследуют, просвечивая их объектным пучком. Г. и. позволяет изучать пространств. распределение показателя преломления n, к-рое, в свою очередь, однозначно связано с пространств. распределением концентрации атомов, молекул и электронов в исследуемом объёме. В случае фазовых объектов чувствительность методов Г. и. может быть увеличена за счёт нелинейной записи голограмм и восстановления волн высших порядков. Чувствительность увеличивается также при использовании излучения с длиной волны, близкой к резонансным линиям атомов и ионов, и за счёт многократного прохождения света через объект.

Лит.: Островский Ю. И., Голография и ее применение, Л., 1973; Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В., Голографическая интерферометрия, М., 1977; Голографическая интерферометрия фазовых объектов, под ред. Г. И. Мишина, Л., 1979; Голографические неразрушающие исследования, под ред. Р. К. Эрфа, пер. с англ., М., 1979; Гинзбург В. М., Степанов Б. М., Голографические измерения, М., 1981; Вест Ч., Голографическая интерферометрия, пер. с англ., М., 1982; Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982; Шуман В., Дюба М., Анализ деформаций непрозрачных объектов методом голографической интерферометрии, пер. с англ., Л., 1983; Ostrovskaja G. V., Ostrovsky Yu. I., Holographic methods of plasma diagnostics, «Progress in Optics», 1985, v. 22.

Ю. И. Островский.

ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ РАСПОЗНАВАНИЕ ОБРАЗОВ — отнесение изображения (или его части) к одному из заранее определённых классов, напр. опознавание и указание координат буквы (или сочетания букв) на странице текста. Для решения задач этого типа предъявленное изображение сравнивается с эталонным, причём сравнение производится на основе вычисления ф-ции взаимной корреляции:

$$K(\xi, \eta) = \iint\limits_A f(x, y)\, S(x-\xi, y-\eta)\, dx\, dy, \qquad (1)$$

где $f(x, y)$ — распределение освещённости (или яркости) в предъявленном изображении; $S(x, y)$ — распределение освещённости, характеризующее эталонное изображение; ξ, η — координаты взаимного сдвига; A — область существования ф-ций f и S. Величина максимума $K(\xi, \eta)$ определяет степень сходства между $f(x, y)$ и $S(x, y)$, а положение максимума указывает положение той области на $f(x, y)$, к-рая наиболее близка по структуре к $S(x, y)$. Фиксируется такое значение максимума $K(\xi, \eta)$, начиная с к-рого система выдаёт сигнал: «изображение $S'(x, y)$ содержится в $f(x, y)$».

Вычисление ф-ции взаимной корреляции двух изображений осуществляется средствами дискретной вычислительной техники, аналоговыми (или цифроаналоговыми) методами когерентной оптики и *голографии*. Наиб. употребительны 2 схемы голографич. корреляторов. Одна из них предложена К. Вандер Люгтом (K. Vander Lugt) (рис. 1). Пусть в плоскости P_1 помещён транспарант с распределением оптич. плотности, пропорциональной $S(x, y)$. Тогда при освещении транспаранта плоской волной когерентного света в фокальной плоскости линзы $Л_1$ (плоскости P_2) сформируется распределение амплитуды и фазы светового поля, пропорц. спектру пространств. частот ф-ции $S(x, y)$, т. е. будет выполнено *Фурье преобразование* ф-ции $S(x, y)$.

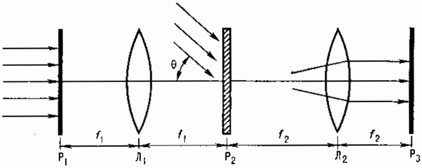


Рис. 1. Схема голографического коррелятора Вандер Люгта.

Пусть теперь на плоскость P_2 падает под углом θ плоская опорная волна, когерентная с волной, освещающей транспарант в плоскости P_1. Тогда в плоскости P_2 образуется стационарная интерференц. картина. Если её зарегистрировать, то мы получим *голограмму* Фурье объекта $S(x, y)$. Эта голограмма представляет собой согласованный фильтр пространств. частот для сигнала $S(x, y)$. Действительно, если поместить голограмму (после проявления) в плоскости P_2, убрать опорную волну, поместить в P_1 транспарант, отображающий ф-цию $f(x, y)$, и осветить его когерентным светом, то в плоскости P_3 (после обратного преобразования Фурье, выполняемого линзой $Л_2$) образуется неск. изображений, одно из к-рых имеет освещённость, пропорц. ф-ции взаимной корреляции $f(x, y)$ и $S(x, y)$. Если $f(x, y) = S(x, y)$ или ф-ция $S(x, y)$ является обратным *фурье-образом* ф-ции $f(x, y)$, то ф-ция взаимной корреляции обращается в ф-цию автокорреляции, а соответствующее изображение — в яркое пятно на тёмном фоне.

В др. схеме оптич. коррелятора (рис. 2) транспаранты, отображающие $f(x, y)$ и $S(x, y)$, помещаются во

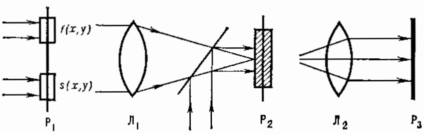


Рис. 2. Схема коррелятора с параллельным вводом информации.

входной плоскости рядом друг с другом (параллельный ввод информации). На плоскости P_2 происходит интерференция спектров $f(x, y)$ и $S(x, y)$ и регистрация интерференц. картины. Регистрирующая среда просвечивается когерентным светом (с помощью светоделителя), и после линзы $Л_2$ в двух местах по обе стороны от оптич. оси формируется освещённость, пропорц. ф-ции взаимной корреляции $S(x, y)$ и $f(x, y)$.

В зависимости от поставленной задачи оптич. когерентные корреляторы могут быть созданы на базе разл. светомодулирующих и регистрирующих элементов. 1) Ввод информации фотогр. диапозитивом (транспарантом); фильтр выполняется заранее, также на фотогр. материале. Такие корреляторы отличаются высокой точностью, но не являются быстродействующими. 2) Ввод информации при помощи пространственно-временнóго модулятора света (управляемого транспаранта). Фильтр выполнен на фотогр. материале. В этом случае коррелятор может обрабатывать поступающую информацию в реальном времени, но оперативная смена фильтра невозможна. Это вынуждает вводить в состав прибора т. н. «библиотеку фильтров», набор фильтров для всех ожидаемых ситуаций. Это ведёт к значит. усложнению прибора, снижению его надёжности и не решает до конца проблему работы в реальном времени. 3) Ввод информации при помощи пространственно-временнóго модулятора, а запись фильтра на оперативной регистрирующей среде. В этом случае возможна быстрая перестройка коррелятора на опознавание любого объекта.

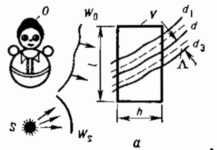
Среди пространств. модуляторов наиб. перспективны устройства, основанные на фоторефракции в кристаллах, а также на сочетании полупроводников и *жидких кристаллов*. Среди оперативных регистрирующих сред наиб. пригодны фототермопластики и термохромные слои на основе окислов V.

Г. р. о. применяется для сортировки и измерения размеров деталей в массовом производстве; в навигации летательных аппаратов по участкам местности; в информационно-поисковых системах; для автоматической классификации объектов в микроскопии и т. п. Важной областью является анализ и распознавание одномерных сигналов, развивающихся во времени (в технике радиоприёма, радиолокации, акустической локации).

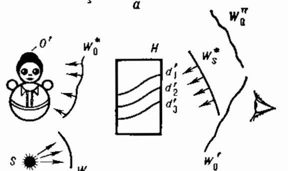
Лит.: Василенко Г. И., Голографическое опознавание образов, М., 1977; Пространственные модуляторы света, под ред. С. Б. Гуревича, Л., 1977; Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А., Фазовый переход металл — полупроводник и его применение, Л., 1979; Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982; Баклицкий В. К., Юрьев А. Н., Корреляционно-экстремальные методы навигации, М., 1982.

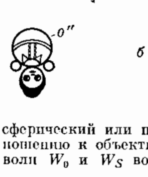
Ф. М. Субботин.

ГОЛОГРА́ФИЯ (от греч. hólos — весь, полный и gráphō — пишу, черчу, рисую) — фотографический метод точной записи, воспроизведения и преобразования волновых полей. Был предложен в 1948 Д. Габором (D. Gabor). Им же был введён термин *голограмма*. Используя методы Г., можно записывать и воспроизводить волновые поля разл. физ. природы, в т. ч. электромагнитные (видимого, ИК-, радио- и др. диапазонов), акустические, электронные и др. Поскольку волновые поля возникают только под действием материальных тел, отражая при этом их строение, Г. можно рассматривать и как способ полной всесторонней записи волновых полей, и как способ полной всесторонней записи информации об объектах.



а





б

Рис. 1. Общая схема: *а* — записи голограммы; *б* — восстановления изображения.

Общая схема записи голограммы приведена на рис. 1,*а*. Волна W_0, отражённая объектом O (*объектная волна*), смешивается с т. н. *опорной волной* W_S, испущенной точечным источником S. Опорная волна должна иметь простую форму (волновой фронт сферический или плоский) и быть когерентной по отношению к объектной волне. В результате наложения волн W_0 и W_S возникает пространственная интерференц. картина (*стоячая волна*), представляющая собой систему поверхностей пучностей d_1, d_2, $d_3, \ldots$, на к-рых интенсивность волнового поля максимальна, перемежающихся узловыми поверхностями, где интенсивность становится минимальной (пунктир). Интерференц. картина записывается в прозрачной светочувствительной среде, занимающей объём V. После экспозиции и последующей хим. обработки в толще светочувствит. материала образуется фотогр. изображение (напр., из Ag), распределение плотности к-рого моделирует распределение интенсивности в стоячей волне. Полученная т. о. фотогр. структура и наз. голограммой.

Процесс реконструкции (восстановления) объектной волны с помощью голограммы изображён на рис. 1, *б*. На голограмму H направляется волна W_S того же точечного источника S, к-рый использовался при записи голограммы. Оказывается, что структура голограммы именно такова, что в результате взаимодействия с нею восстанавливающая волна W_S трансформируется в волну W_0', точно совпадающую с объектной волной W_0, записанной на голограмме.

Запись и воспроизведение волнового поля с помощью голограммы можно объяснить след. образом: при записи голограммы поверхности пучностей интерференц. картины d_1, d_2, d_3, ... образуются именно там, где фазы объектной и опорной волн совпадают. В точках пространства, принадлежащих этим поверхностям, волны W_0 и W_S отличаются только направлением распространения. После экспозиции и проявления на месте поверхностей пучностей образуются своеобразные металлич. или диэлектрич. кривые зеркала сложной формы d_1', d_2', d_3', ... Когда на голограмму снова падает волна W_S, эти зеркала изменяют направление восстанавливающей волны именно в тех точках, где её фазы совпадают с фазами объектной волны W_0. После этого волны W_S и W_0 перестают отличаться также и по направлению, т. е. волна W_S полностью трансформируется в волну W_0. Наблюдатель n, регистрирующий восстановленную голограммой волну W_0', не может отличить её от истинной волны W_0, отражённой объектом, и соответственно видит изображение этого объекта O', неотличимое от оригинала. Восстановленное голограммой изображение объёмно, при смещении точки зрения предмет можно увидеть с разных сторон и даже то, что за ним находится. Свойства голограмм весьма разносторонни и отнюдь не сводятся к одной только способности записывать и восстанавливать волновые поля (см. ниже).

Классификация голограмм. Внутри Г. определился ряд разл. направлений её развития, каждое из к-рых соответствует определённой разновидности голограмм и её свойствам. В свою очередь, свойства голограмм существенно зависят от конфигурации и физ. свойств светочувствительной среды, в к-рой осуществляется запись; от взаимного расположения голограммы, объекта, опорного источника; от длины волны λ излучения при записи и восстановлении голограммы; от физ. природы волнового поля, записываемого на голограмме.

В зависимости от геометрич. конфигурации светочувствительной среды, в к-рой зарегистрирована интерференц. картина, различают д в у м е р н ы е и т р ё х м е р н ы е г о л о г р а м м ы. Запись в двумерных средах относится к тому случаю, когда толщина фотоматериала h много меньше пространств. периода Λ регистрируемой интерференц. картины (рис. 1, *а*). Отображающие свойства двумерной голограммы ограниченны. В частности, она неоднозначно восстанавливает волновое поле излучения объекта: кроме истинной объектной волны W_0' и соответствующего ей истинного изображения объекта O' в этом случае восстанавливается ложная, т. н. сопряжённая, волна W'' и соответствующее ей ложное сопряжённое изображение O'' (рис. 1, *б*).

Источник S, с помощью к-рого восстанавливается двумерная голограмма, должен быть строго монохроматичным, поскольку (в силу отсутствия селективных свойств) двумерная голограмма восстановит все соответствующие разным λ изображения, и, как следствие этого, результирующее изображение будет сильно размазано. Двумерные голограммы используются при решении задач радио-, акустической и цифровой Г., при *голографическом распознавании образов*, а также в нек-рых др. случаях (см. *Голография акустическая*).

Трёхмерная голограмма, у к-рой толщина h много больше Λ (рис. 1, *а*), представляет собою наиб. общий случай голографич. записи. Она однозначно восстанавливает волновое поле объекта — сопряжённая волна W'' и соответствующее ей сопряжённое изображение O'' отсутствуют. Особенностью трёхмерной голограммы является также способность воспроизводить не только фазу и амплитуду записанного на ней излучения, но и его спектральный состав. Оказывается, что если такую голограмму восстановить источником излучения со сплошным спектром (напр., лампой накаливания), то она сама выберет из сплошного спектра те составляющие, к-рые участвовали в её записи. Свойство спектральной селективности трёхмерной голограммы обусловлено интерференцией волн, отражённых последовательностью пучностей, зарегистрированной на голограмме стоячей волны (поверхности d_1, d_2, d_3 , ... , рис. 1, *б*). Эти волны складываются синфазно и взаимно усиливают друг друга только для одной монохроматич. составляющей — той, к-рой экспонировалась голограмма при её записи. Т. к. любая светочувствительная среда имеет конечную толщину, то все голограммы фактически трёхмерны. Трёхмерность голографич. записи особенно выявляется в оптич. диапазоне спектра, когда длина волны регистрируемого на голограмме излучения, как правило, намного превосходит толщину светочувствительного материала.

Наиб. сильно свойства голограммы определяются физ. характером светочувствительной среды, в к-рой осуществляется её запись. По этому признаку Г. можно разделить на две основные области — статич. и динамич. Г.

Регистрирующие среды. Статич. голограммы записывают в светочувствит. средах, к-рые в момент записи образуют т. н. скрытое изображение, выявляющееся только после спец. последующей обработки (проявления) фотоматериала. В Г. используют разнообразные светочувствит. среды. Наиб. высокочувствительные из них — г а л о г е н и д о - с е р е б р я н ы е. Разрешающая способность выполненных на их основе фотопластинок достигает неск. тыс. линий на 1 мм при чувствительности порядка тысячной доли Дж на 1 см^2. Фотопластинки с такой высокой разрешающей способностью используются в осн. для записи трёхмерных отражат. голограмм. Для задач оптической обработки информации, а также радио- и акустич. Г. обычно применяются фотопластинки со значительно меньшим разрешением и соответственно более высокой светочувствительностью.

Для записи отражательных трёхмерных голограмм используются также слои б и х р о м и р о в а н н о й ж е л а т и н ы. Голограммы, полученные на таких слоях, создают очень яркие изображения и, как правило, прозрачны во всех диапазонах спектра кроме той длины волны, на к-рой они были записаны. Это удобно при создании оптич. голограммных элементов, к-рые фокусируют излучение в заданном участке спектра и прозрачны для остальных длин волн.

Ряд применений Г. основан на способности голограммы записывать волновые поля посредством создания спец. фазового рельефа на поверхности светочувствит. слоя. Одна из наиболее распространённых светочувствит. сред такого рода — *фоторезисты*. При хим. обработке засвеченные участки слоя фоторезиста вымываются, образуя на его поверхности определённый рельеф. Запись голограммы посредством создания рельефа характерна также и для фототермопластических сред, в к-рых при воздействии света возникает электростатич. поле, распределение потенциала к-рого по поверхности повторяет распределение интенсивности света в интерференц. картине, записываемой на голограмме. При последующем нагреве пластичной среды она размягчается и, деформируясь под действием электростатич. сил, приобретает соответствующий рельеф (см. *Фазовая рельефография*). Фототермопластики широко используются в тех случаях, когда необходимо получить голограмму практически сразу после экспозиции, напр. при заводском контроле деталей методами *голографической интерферометрии*.

Для записи статич. голограмм существует также множество др. способов, к-рые используются в спец. случаях. К ним относятся фотополимеры, фотохромные среды, магнитооптич. среды, халькогенидные среды. Разработан ряд эффективных голографич. материалов, напр. поляризационные среды, с помощью к-рых на голограмме можно записать не только амплитуду и фазу, но и состояние поляризации волнового поля (см. *Голограмма*). Фотоматериал «реоксан» основан на сенсибилизированной реакции фотоокисления и позволяет записывать голограммы на глубину порядка неск. мм. Для записи голограмм в реальном масштабе времени применяется обратимый фотоматериал «фтирос», использующий светоиндуцированные фазовые переходы в солях V.

Для записи динамич. голограммы используются нелинейные светочувствит. среды. Такие среды реагируют на свет непосредственно в процессе экспозиции, и поэтому запись и считывание голограммы осуществляются одновременно в момент, когда на неё воздействует волновое поле. Закономерности динамич. Г. существенно отличаются от статич. случая благодаря тому, что возникшая динамич. голограмма сама активно воздействует на падающую на неё волну, трансформируя её определённым образом.

Динамич. голограммы записывают в средах, обладающих разнообразными типами нелинейности: тепловым, когда среда изменяет показатель преломления n под влиянием нагрева, созданного падающей волной (инертные газы, ацетон, хлороформ); электрострикционным, когда плотность среды меняется под действием электрич. поля падающей волны (Cs, CCl_4, Xe, N); комбинационным, когда среда способна к *комбинационному рассеянию света* (бензол, водород); резонансным, когда длина волны падающего излучения совпадает с резонансной длиной волны поглощения среды (пары Na, кристаллы рубина) и др. (см. *Динамическая голография*).

Преобразования волновых полей. Динамич. голограммы в отличие от статических, как правило, не обладают долговременной памятью и поэтому используются не для воспроизведения волновых полей, а для осуществления разл. преобразований этих полей. В частности, свойственная динамич. Г. перекачка энергии между двумя попутными световыми пучками применяется при коррекции излучения лазеров для перекачки энергии сильной волны «неправильной» формы в слабую «правильную» волну. В задачах коррекции излучения лазеров широко используется способность осуществлять обращение фронта объектной волны в самый момент её существования. Обращение фронта свойственно также и статическим голограммам. Обращённая волна W_0^*, совпадающая по форме с объектной волной W_0, но идущая в обратном направлении, т. е. к объекту O, а не от него, возникает в том случае, когда голограмма H восстанавливается волной W_S^*, обращённой по отношению к опорной волне W_S, т. е. сходящейся к источнику S, а не расходящейся от него (рис. 1, *б*). Наиб. важное свойство обращённой волны заключается в том, что при распространении в оптически неоднородных средах она претерпевает фазовые искажения, обратные по отношению к тем, к-рые испытала объектная волна. В результате такая волна образует неискажённые изображения предметов, информация о форме к-рых была бы потеряна при распространении света через оптически неоднородную среду — матовое стекло, турбулентную атмосферу, дефектный оптич. элемент и др. (см. *Обращение волнового фронта*).

Схемы записи голограмм. В зависимости от взаимного расположения фотопластинки, объекта и опорного

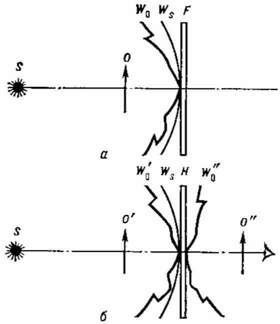


Рис. 2. Осевая голограмма: *а* — схема записи голограммы в попутных пучках (схема Габора); *б* — восстановление изображения.

источника различают след. схемы записи голограмм: схему во встречных пучках, схему в попутных пучках (осевая и внеосевая схемы), схему голограммы Фурье. В случае схемы в попутных пучках объект O и опорный источник S расположены по одну сторону от голограммы. При этом осевой схемой, или схемой Габора, наз. частный случай, когда при регистрации голограммы объект O, фотопластинка F и опорный источник S расположены на одной оси (рис. 2, *а*). Эта схема предъявляет наименьшие требования к разрешающей способности фотоматериала, т. к. период интерференционной картины Λ на голограмме в этом случае максимален. К сожалению, поле, восстановленное полученной по этой схеме голограммой H, сильно искажено благодаря наложению истинного и сопряжённого изображений O' и O'' (рис. 2, *б*). Этот недостаток устранён во внеосевой схеме (схеме Лейта), где угол между объектным и опорным лучами в точках их падения на голограмму отличен от 0. Схема Фурье относится к случаю, когда объект O и опорный источник S расположены на одинаковом расстоянии от голограммы (рис. 3, *а*). Особенностью этой схемы является простота и ясность математич. аппарата, описывающего процессы записи и реконструкции голограммы.

В схеме во встречных пучках (схема Денисюка) O и S находятся по разные стороны от голограммы (рис. 4). Период интерференц. картины Λ в этом случае минимален, а требования к разрешающей способности фотоматериала соответственно максимальны. Преимущества голограмм во встречных пучках заключаются в том, что сопряжённое изображение O'' в этом случае отсутствует и для восстановления изображения необязателен когерентный источник — такую голограмму можно реконструировать источником естеств. света, напр. лампой накаливания.

Структура Г. В зависимости от λ падающего на голограмму излучения и природы этого излучения различают оптическую Г., когда на голограмме регистрируется излучение видимого диапазона электромагн. спектра, и разл. виды неоптич. Г. К последним относят: *радиоголографию*, рентгеновскую Г., ИК-Г., УФ-Г., *голографию акустическую* и сейсмическую Г. Основная особенность радио-, УЗ- и сейсмич. Г.— внеш. источник опорного излучения не

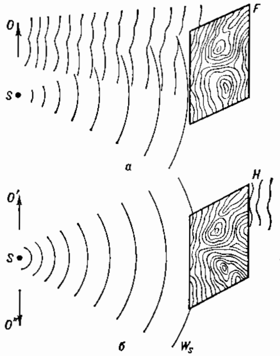


Рис. 3. Схема Фурье: *а* — запись; *б* — восстановление изображения.

обязателен, а опорное колебание, с к-рым сравнивается предметная волна, может вырабатываться местным генератором.

Если длительность воздействия экспонирующего голограмму излучения очень мала, говорят об *импульсной голографии*. Этот метод позволяет регистрировать движущиеся объекты и исследовать нестационарные процессы. Закономерности записи голограмм в этом случае специфичны, т. к. при импульсных «засветках» поведение светочувствит. сред, как правило, сильно изменяется.

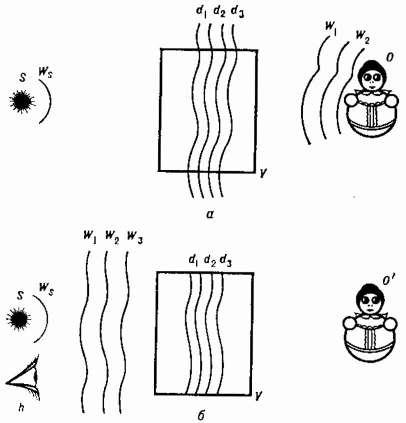


Рис. 4. Схема Денисюка: *а* — запись голограммы во встречных пучках; *б* — восстановление изображения.

Голограмму можно получить и без помощи к.-л. волновых полей, рассчитав её структуру на ЭВМ и представив результаты расчёта в виде чёрно-белого транспоранта, наз. цифровой голограммой. Цифровая Г. находит широкое применение в диапазоне радиоволн и в акустике для оптимизации процесса считывания голограмм, при голографич. распознавании образов для синтеза голографич. фильтров, в устройствах голографич. памяти для синтеза голограмм, считывание к-рых впоследствии осуществляется оптич. способом и др. (см. *Цифровая голография*).

Промежуточное положение между цифровой и обычной голограммой занимает композиционная, или многоракурсная, голограмма. В этом случае объект фотографируется обычным способом с разл. точек зрения, и затем полученные таким способом фотографии (ракурсы) впечатываются на смежные участки фотопластинки. При наблюдении такой «голограммы» зрителю кажется, что она рассматривает объект с разных сторон, и соответственно возникает иллюзия объёмности изображения.

Свойства голограмм разносторонни и служат основой для разл. применений Г. Нек-рые из этих свойств, напр. способность голограммы формировать обращённую волну, спектральная селективность трёхмерных голограмм, рассмотрены выше. Из др. свойств необходимо отметить способность восстановленного голограммой изображения изменять свой масштаб и расположение при изменении положения и длины волны восстанавливающего источника, а также при изменении масштаба голограммы. Такими трансформац. свойствами обладают в осн. двумерные голограммы; трёхмерные голограммы изменений геометрии при считывании, как правило, не допускают.

Способность трансформировать в «полезное» восстановленное изображение ту или иную часть энергии падающей на неё волны характеризуется т. н. дифракционной эффективностью голограммы. Под этой величиной имеется в виду отношение мощности светового потока, идущего в восстановленное голограммой изображение, к мощности светового потока восстанавливающей волны.

Существенным свойством голограммы является также малая чувствительность восстановленного голограммой изображения к характеру реакции светочувствит. материала. В зависимости от того, каким способом голограмма модулирует падающий на неё световой поток, различают: амплитудные голограммы, модулирующие световой поток за счёт изменений коэф. пропускания среды; фазовые голограммы, к-рые модулируют только фазу восстанавливающей волны, при этом модуляция фазы может осуществляться либо за счёт создания спец. рельефа на поверхности светочувствит. среды (см. выше), либо за счёт модуляции её коэф. преломления n. В поляризац. голограммах модулируются анизотропные свойства среды. Во всех перечисленных случаях записи конфигурация восстановленного изображения остаётся одной и той же, изменяются только дифракц. эффективность и отношение сигнал/шум голограммы, характеризующее яркость случайного светового фона, накладывающегося на восстановленное изображение. Значения дифракц. эффективности колеблются от 100% для фазовых трёхмерных голограмм до единиц % (и меньше) у амплитудных и поляризац. голограмм.

Практические приложения Г. представляют собою общий метод записи и обработки информации. В соответствии с этим Г. с равным успехом применяется в разнообразных областях человеческой деятельности: в машиностроении, при исследовании плазмы, в медицине и т. п. Метод голографической интерферометрии позволяет измерять очень малые деформации деталей машин, поверхности человеческой кожи и т. д. В оптич. приборостроении широкое распространение получают *голограммные оптические элементы*. В авиации такие элементы используются для введения в поле зрения пилота показаний разл. приборов. Пилот смотрит на местность через голограмму, к-рая прозрачна во всём видимом диапазоне спектра кроме одной длины волны, где она обладает фокусирующими свойствами подобно линзе. Именно на этой длине волны в поле зрения пилота фокусируются изображения шкал разл. приборов.

В случае голограммных дифракц. решёток на голограмме также записывается точка, а в качестве светочувствит. среды используется очень тонкий слой фоторезиста. Образующаяся при этом голограмма двумерна, и в ней полностью исключена спектральная селективность, свойственная трёхмерной голограмме. В соответствии с этим при реконструкции голограммы точечным источником, обладающим сложным спектральным составом, изображения точек на всех длинах волн восстанавливаются одновременно так, что результирующее изображение размазывается в спектр. Голограммные решётки по сравнению с нарезными *дифракционными решётками* обладают значительно меньшим уровнем рассеянного света, у них отсутствуют ошибки шага и соответственно не возникают т. н. «духи». Используя при записи волновой фронт сложной формы, у таких решёток можно скорректировать аберрации сформированного ими изображения спектра.

Метод *голографического распознавания образов* и их идентификации основан на том, что если голограмму восстанавливать излучением зарегистрированного на ней объекта, то они в нек-ром приближении восстановят изображение точечного опорного источника (полной обратимостью двумерная голограмма не обладает). Т. к. незарегистрированные на голограмме объекты не восстановят изображения опорного источника, то появление точки является сигналом того, что перед голограммой находится именно данный объект.

Изобразительные голограммы воспроизводят объёмные изображения разл. предметов искусства (бронзовых скульптур, художеств. изделий из фарфора и т. д.). Основное требование — возможность восстановления изображения обычным некогерентным источником излучения (напр., лампой накаливания). Поэтому для изобразительной Г. используются либо трёхмерные отражат. голограммы, либо т. н. радужные голограммы, предложенные С. А. Бентоном (S. A. Benton).

Г. используется также при создании *запоминающих голографических устройств*, систем микрофильмирования, для впечатывания спец. шифрующих рисунков в денежные знаки и кредитные карточки, для получения изображений местности сквозь туман и облака методами *радиоголографии* и др.

Лит.: Кольер Р., Беркхард К., Лик Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; Вьено Ж.-Ш., Смигильский П., Руайе А., Оптическая голография. Развитие и применение, пер. с франц., М., 1973; Акаев А. А., Майоров С. А., Когерентные оптические вычислительные машины, Л., 1977; Пространственные модуляторы света, Л., 1977; Бахрах Л. Д., Курочкин А. П., Голография в микроволновой технике, М., 1979; Денисюк Ю. Н., Голография — что мы знаем о ней сегодня, «Природа», 1981, № 8, с. 10; его же, Статические и динамические объемные голограммы, «ЖЭТФ», 1981, т. 51, с. 1648; его же, Изобразительная голография, в кн.: Наука и человечество, М., 1982; Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982; Gabor D., Microscopy by reconstructed wave fronts, «Proc. Roy. Soc. London A», 1949, v. 197, p. 454.

Ю. Н. Денисюк.

ГОЛОГРА́ФИЯ АКУСТИ́ЧЕСКАЯ — интерференционный метод записи, воспроизведения и преобразования звуковых полей. Методы Г. а. используются в *звуковидении* — получении изображений объектов с помощью акустич. волн, для получения амплитудно-фазовой структуры отражённых и рассеянных полей, измерения характеристик направленности акустич. антенн, пространственно-временной обработки акустич. сигналов.

Физические принципы акустической голографии. Осн. принцип Г. а. аналогичен оптич. *голографии*: вначале регистрируется интерференц. структура (картина) двух волн (полей), опорной и рассеянной предметом, а затем по полученной записи (акустич. голограмме) осуществляется восстановление либо изображения предмета, либо изображения рассеянного этим предметом поля на нек-ром расстоянии от него.

Так, напр., если объект в виде точечного источника звука O (рис. 1) создаёт сферич. волну U_s с длиной волны $\lambda_{зв}$ и одновременно излучается другая, опорная волна U_0, когерентная U_s, т. е. с той же длиной волны $\lambda_{зв}$, то в плоскости P возникает интерференц. картина, образованная взаимодействием двух волн U_s и U_0 и имеющая вид концентрич. окружностей (зонная картина Френеля, или кольца Френеля). Это т. н. акустич. голограмма точечного источника. В оптич. голографии такую картину можно зарегистрировать только с помощью квадратичного детектора, поскольку в оптич. диапазоне длин волн линейных детекторов не существует.

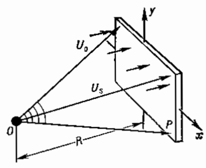


Рис. 1. Принцип получения акустической голограммы точечного источника.

Наличие в акустике как нелинейных (квадратичных) приёмников, реагирующих на интенсивность звуковой волны, так и линейных (микрофонов и гидрофонов), реагирующих на мгновенные значения звукового давления или колебат. скорости, а также относительно малая скорость распространения звука существенно отличают Г. а. от оптич. голографии как по методам регистрации и восстановления акустич. голограмм, так и по способам их практич. применения. В частности, для получения акустич. голограмм можно обойтись без опорной акустич. волны. Для линейных детекторов, позволяющих передать фазу сигнала, акустич. опорный сигнал можно заменить электрическим, к-рый суммируется с акустич. сигналом после преобразования последнего в электрический. В нек-рых схемах Г. а. можно вообще обойтись без опорной волны, если скорость регистрации акустич. поля много больше скорости звука; мгновенное распределение акустич. поля в данном случае является голограммой. Акустич. голограммы можно регистрировать, используя и некогерентное акустич. поле — т. н. методы пассивной Г. а.

Восстановление акустич. голограмм может осуществляться как оптическими, так и чисто электронными средствами. При оптич. восстановлении акустич. голограмму нужно преобразовать в эквивалентную оптич. голограмму, к-рую затем осветить когерентным светом от лазера. При электронных методах восстановления акустич. голограммы её преобразуют в последовательность электрич. сигналов, к-рые обрабатывают по нек-рому алгоритму с применением ЭВМ.

Получение и регистрация акустических голограмм. Методы получения и регистрации акустич. голограмм зависят от используемого диапазона частот и от области применения методов Г. а.

В диапазоне инфразвуковых, звуковых и низких УЗ-частот чаще всего для получения акустич. голограмм применяются *электроакустические преобразователи*: микрофоны, вибродатчики и гидрофоны, к-рые преобразуют звуковое давление (колебат. смещение) в эквивалентный электрич. сигнал. Поскольку для получения изображения акустич. детектор должен быть пространственным, то возможны неск. способов регистрации акустич. голограмм с помощью электроакустич. преобразователей.

Для регистрации акустич. голограммы можно использовать либо одиночный сканирующий по плоскости P приёмник звука, либо линейку приёмников, перемещаемую по плоскости. Методы с использованием одиночного приёмника или линейки приёмников более просты и доступны, однако они не обладают достаточным быстродействием, поэтому во многих случаях неприемлемы из-за наличия в среде амплитудно-фазовых флуктуаций звука: если время съёма голограммы при механич. сканировании больше, чем характерное время изменения фазы сигнала, то интерференц. картина (голограмма) может быть частично или полностью разрушена, что приведёт к потере качества восстановленного изображения. Можно, наконец, использовать матрицу $m \times n$ приёмников, сигналы с к-рых опрашиваются электронным образом, напр. с помощью электронного коммутатора. Такая двумерная матрица звукоприёмников обеспечивает наиб. быстродействие.

Способы дальнейшего преобразования принятых электрич. сигналов определяются способом восстановления акустич. голограмм. При оптич. восстановлении эти сигналы необходимо преобразовать либо в эквивалентную оптич. прозрачность для получения амплитудной голограммы, либо в эквивалентное изменение показателя преломления к.-л. оптич. среды для получения фазовой оптич. голограммы.

В методах с механич. сканированием часто используется синхронное перемещение приёмника звука и точечного источника света (лампочки или луча электронно-лучевой трубки), яркость к-рого управляется электрич. сигналом, полученным от приёмника звука. Регистрация распределения яркости осуществляется обычно на фотопластинке, к-рая после экспозиции и хим. обработки и является эквивалентной оптич. амплитудной голограммой.

Для повышения быстродействия и лучшего использования светового потока применяют другие способы, основанные на использовании электрооптич., магнитооптич. и термопластич. материалов, наз. пространственно-временны́ми модуляторами света. В устройстве, с использованием одного из таких модуляторов на основе электрооптич. кристалла ДКДП (рис. 2), имеется

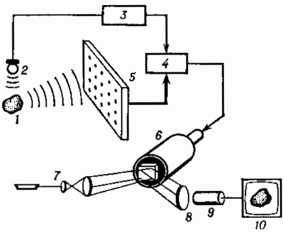


Рис. 2. Получение акустических голографических изображений с помощью матричного приёмника: *1* — объект; *2* — излучатель; *3* — задающий генератор; *4* — устройство формирования сигнала голограммы; *5* — двумерная решётка приёмников; *6* — пространственно-временной модулятор света на основе ДКДП; *7* — лазер и коллиматор; *8* — проекционное оптическое устройство; *9* — видеокон; *10* — TV-монитор.

двумерная решётка звукоприёмников, сигналы с к-рых, последовательно опрошенные электронным образом, управляют лучом спец. электронно-лучевой трубки, экран к-рой выполнен из электрооптич. материала. Попадание электронного луча на к.-л. место экрана вызывает локальное изменение показателя преломления материала экрана. После электронного сканирования структура экрана представляет собой фазовую оптическую голограмму, восстановление к-рой может осуществляться в проходящем или отражённом когерентном свете.

При использовании электронных методов восстановления, как правило цифровых, электрич. сигналы с приёмников звука преобразуются в цифровой код с помощью аналого-цифрового преобразователя (рис. 3) и поступают в оперативное запоминающее устройство ЭВМ. Затем сформированный массив данных подвергается обработке по алгоритму Фурье — Френеля и восстановленное изображение выводится на полутоновой дисплей.

В диапазоне высоких УЗ-частот для получения и регистрации акустич. голограмм используются разнообразные методы *визуализации звуковых полей*, а их восстановление в подавляющем большинстве случаев осуществляется оптич. способами. Наиб. распространение в Г. а. получили методы, основанные на пондеромоторных эффектах,— деформации поверхности раздела двух сред, изменения ориентации частиц в звуковом поле и т. д. Наиб. часто используется метод поверхностного рельефа, основанный на способности жидкости деформироваться под воздействием радиац. давления

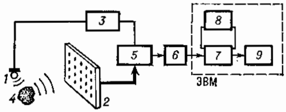


Рис. 3. Цифровой метод восстановления акустической голограммы: *1* — излучатель; *2* — двумерная решётка приёмников; *3* — задающий генератор; *4* — объект; *5* — устройство формирования сигнала голограмм; *6* — аналого-цифровой преобразователь; *7* — оперативное запоминающее устройство; *8* — спецпроцессор (процессор); *9* — дисплей.

(рис. 4). В этом методе два расходящихся пучка УЗ-волн (один — опорный, а другой — рассеянный предметом) пересекаются на свободной поверхности жидкости и деформируют её, образуя поверхностную стоячую волну. Возникающая при этом картина ряби на поверхности является аналогом фазовой оптич. голограммы. Если на неё направить когерентное оптич. излучение под нек-рым углом, то в отражённых световых волнах можно получить восстановленное изображение предмета. Метод поверхностного рельефа имеет множество модификаций; в частности, для устранения влияния паразитных вибраций на поверхность раздела накладывают прозрачную термопластич. плёнку, тол-

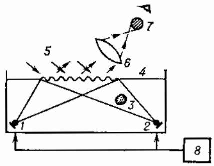


Рис. 4. Метод поверхностного рельефа: *1* и *2* — излучатели; *3* — объект; *4* — поверхность раздела жидкость — газ; *5* — луч лазера; *6* — проекционная оптика; *7* — восстановленное изображение; *8* — генератор.

щина к-рой изменяется в зависимости от величины радиац. давления и созданного им локального разогрева термопластич. материала.

Для получения акустич. голограмм в диапазоне высоких УЗ-частот начинают применяться нематич. и холестерич. *жидкие кристаллы*. Один из используемых в них для этой цели эффектов состоит в том, что под воздействием УЗ нарушается первоначальная ориентация молекул, что приводит к локальному увеличению рассеяния света, освещающего этот кристалл, и на нём формируется голограмма.

Качество акустических голографических изображений. Качество акустич. голограмм и восстановленных по ним изображений зависит от большого числа факторов. К ним относятся: чувствительность акустич. голографич. системы, угловое разрешение, разрешение по глубине (по продольной координате), наличие геом. и частотных искажений. Чувствительность γ — мин. (пороговое) звуковое давление, воспринимаемое приёмной частью голографич. системы; обычно выражается в единицах Па/$\sqrt{\text{Гц}}$. У лучших голографич. систем $\gamma = 10^{-5}$—10^{-6} Па/$\sqrt{\text{Гц}}$. Угловое разрешение $\delta\varphi$ — мин. угловое расстояние между двумя точечными источниками, различаемыми раздельно на голограмме; зависит от волнового размера приёмной апертуры акустич. голограммы (отношения геом. размера к длине волны) и определяется, как и в оптике, выражением $\delta\varphi = \lambda_{зв}/D$ рад, где $\lambda_{зв}$ — длина волны звука, D — линейный размер приёмной апертуры.

Важным параметром, характеризующим качество акустич. голограмм, является точность измерения углового параметра $\Delta\varphi = \delta\varphi/f$ (с/ш), где f (с/ш) — ф-ция, зависящая от выходного отношения сигнал/шум (по энергии); конкретный вид ф-ции f зависит от алгоритма обработки и статистич. характеристик сигнала и шума (напр., для гауссовых помех эта ф-ция равна корню из энергетич. отношения сигнал/шум).

Линейное разрешение по поперечным координатам δx, δy — мин. расстояние по соответствующим координатам между двумя точечными источниками, различаемыми на голограмме; выражается соотношениями $\delta x = \lambda R/D_x$, $\delta y = \lambda R/D_y$, где R — расстояние от объекта до плоскости регистрации акустич. голограммы, D_x, D_y — линейные размеры апертуры голограммы, в общем случае $D_x \neq D_y$. Разрешающая способность по глубине δR — мин. расстояние в продольном направлении объект — плоскость регистрации между двумя точечными источниками, различаемыми на голограмме; она равна $\delta R = (6-8)\lambda R^2/D^2$.

При оптич. методах восстановления акустич. голограмм возникают масштабные искажения в восстановленном изображении. Если запись акустич. голограммы осуществляется на длине волны звука $\lambda_{зв}$, а восстановление — на длине волны света $\lambda_{св}$, то неискажённое изображение можно получить только в том случае, когда перед восстановлением оптич. голограмма уменьшена точно в $\mu = \lambda_{зв}/\lambda_{св}$ раз. Как правило, это осуществить невозможно из-за очень больших величин μ (напр., $\lambda_{зв} = 1-2$ см, $\lambda_{св} = 0{,}63$ мкм, $\mu = 3 \cdot 10^7$), поэтому голограмму уменьшают не в μ раз, а в μ/m, где $m \gg 1$. При этом поперечные размеры восстанавливаемого объекта изменяются в μ/m раз, а продольные — в m^2/μ раз, т. е. изображение предмета оказывается сильно сжатым по продольной координате, поэтому пока не удаётся получить неискажённое объёмное (трёхмерное) акустич. изображение. По этой же причине для получения разрешения по глубине (т. е. по дальности объектов) обычно прибегают к импульсному режиму работы излучателя. В этом режиме регистрируют акустич. голограммы разл. сечений предмета по глубине, а затем, используя томографич. методы, по восстановленным изображениям сечений предмета воссоздают его трёхмерное изображение. Такую обработку, как правило, выполняют на ЭВМ.

Перечисленные факторы, влияющие на качество акустич. голограмм и изображений, достаточно полно характеризуют гл. обр. техн. возможности самой голографич. системы, но не акустич. изображение. Дело в том, что оптич. и акустич. изображения одного и того же предмета могут существенно отличаться друг от друга, поскольку механизмы взаимодействия звуковых и световых волн с веществом могут быть совершенно различными. Предмет может идеально отражать световые волны, но полностью поглощать акустические, и наоборот. На этом различии основано действие акустич. голографич. микроскопов, предназначенных для исследования структуры клеток, к-рые без введения контрастной жидкости прозрачны для световых волн, но хорошо поглощают УЗ-колебания.

Качество собственно акустич. изображений существенно зависит от механизма взаимодействия звука (УЗ) с веществом. С точки зрения указанных количеств. параметров звуковые изображения всегда «хуже» оптических, поскольку волновые размеры акустич. голограмм имеют порядок не более (100—1000), а в оптич. случае волновые размеры голограмм легко могут быть доведены до 10^5-10^6 (напр., фотопластинка размером 240×240 мм^2 при $\lambda_{св} = 0{,}63$ мкм имеет волновой размер $4 \cdot 10^5$). Для того чтобы частично обойти эту трудность и получить изображение удовлетворит. качества, в Г. а. используют спец. приёмы, напр. многочастотное излучение, облучение предмета со многих сторон, накопление изображений.

Пассивная акустическая голография. Г. а. может быть использована не только для получения изображений предметов путём их облучения когерентной звуковой волной, но и для получения сведений о расположении «самозвучащих» объектов и их частотных спектрах; эти методы наз. методами пассивной Г. а., поскольку в этом случае акустич. голограмма регистрируется с помощью звуковых волн, к-рые излучает сам объект. Такими излучателями могут быть разл. механизмы, объекты живой природы, разнообразные подводные объекты и т. п. Одним из часто используемых является метод пассивной широкополосной Г. а. (рис. 5), при

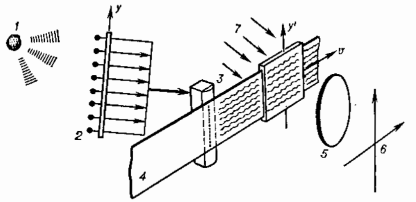


Рис. 5. Устройство для записи и восстановления пассивных акустических голограмм: *1* — шумящий объект; *2* — приёмная линейная апертура; *3* — многоэлементная светодиодная матрица, преобразующая звуковое давление в оптический сигнал; *4* — фотоплёнка; *5* — преобразующая оптика; *6* — плоскость восстановления и наблюдения; *7* — луч лазера; *v* — скорость протяжки плёнки.

к-ром электрич. сигналы с электроакустич. преобразователей приёмной линейной системы *2* записываются в виде ф-ций времени на фотоплёнке *4* или термопластике (возможно также использование любого пространственно-временнóго модулятора света). Полученная запись сигналов преобразуется затем в обычной оптич. схеме восстановления акустич. голограммы. Восстановленным на выходе изображением в этом случае является пространственно-частотный спектр излучаемых объектом сигналов.

Применение акустической голографии. На инфразвуковых и низких звуковых частотах методами Г. а. можно получить информацию о структуре земной коры, о подстилающей дно океана поверхности, выявить наличие крупномасштабных неоднородностей в естественных средах. В диапазоне звуковых и низких УЗ-волн методы Г. а. применяются в подводном звуковидении, бесконтактной диагностике машин и механизмов по собственному шумоизлучению, при изучении полей разл. колебат. конструкций и т. п. В диапазоне высоких УЗ-частот Г. а. используется для получения акустич. изображений в самых разл. областях науки и техники, напр. в *микроскопии акустической* для биол. исследований, в устройствах медицинской диагностики для получения информации о строении внутр. органов, в *дефектоскопии* для получения изображений внутр. дефектов материалов.

Лит.: Свет В. Д., Методы акустической голографии, Л., 1976; Ахмед М., Ван К., Мидерелл А., Голография и её применение в акустоскопии, пер. с англ., «ТИИЭР», 1979, т. 67, с. 25; Зуйкова Н. В., Свет В. Д., Об одном оптическом методе восстановления акустической голограммы точечного источника, расположенного в неоднородном волноводе, «Акуст. ж.», 1981, т. 27, с. 513; Грегуш П., Звуковидение, пер. с англ., М., 1982.

В. Д. Свет.

ГОЛОМÓРФНАЯ ФУНКЦИЯ — см. *Аналитическая функция*.

ГОЛОНÓМНАЯ СИСТÉМА — механическая система, в к-рой все наложенные связи (см. *Связи механические*) являются геометрическими (голономными). Эти связи налагают ограничения только на возможные положения точек и тел системы в разные моменты времени, но не на их скорости, и выражаются математически ур-ниями вида

$$f_j(x_i,\ y_i,\ z_i,\ t)=0 \qquad (j=1,\ 2,\ \ldots,\ k), \qquad (*)$$

где x_i, y_i, z_i — координаты, t — время, k — число наложенных связей. Координаты точек системы должны при её движении удовлетворять как дифференциальным ур-ниям движения, так и ур-ниям связей (*). Связи наз. голономными и в том случае, когда они налагают ограничения на скорости точек системы, если ур-ния связи могут быть проинтегрированы и зависимости между скоростями сведены к зависимостям между координатами. Напр., при качении колеса по прямолинейному рельсу координата x центра колеса и угол φ поворота колеса вокруг его центра связаны соотношением $dx/dt=R\ d\varphi/dt$, вытекающим из равенства $v=\omega R$, где ω — угловая скорость колеса, v — скорость его центра, R — радиус колеса. Однако это соотношение сразу интегрируется и даёт $x=R\varphi+C$. Следовательно, указанная связь является голономной, а система — Г. с.

Если же связи системы налагают ограничения не только на возможные положения точек системы, но и на их скорости, и выражаются математически ур-ниями, к-рые не могут быть непосредственно проинтегрированы, то такие связи наз. неголономными, а система с такими связями наз. *неголономной системой*. Так, для шара, катящегося по шероховатой горизонтальной плоскости, ур-ния, выражающие тот факт, что точка касания шара имеет скорость, равную нулю, не могут быть проинтегрированы, и эта система является неголономной.

Разделение механич. систем на голономные и неголономные весьма существенно, так как к Г. с. применимы многие сравнительно простые ур-ния механики и общие принципы, к-рые не справедливы для неголономных систем. Движение Г. с. может изучаться с помощью *Лагранжа уравнений* механики, *Гамильтона уравнений*, *Гамильтона — Якоби уравнения*, а также с помощью *наименьшего действия принципа* в форме Гамильтона — Остроградского или Мопертюи — Лагранжа. К Г. с. приложимы также все те общие теоремы механики и дифференциальные *вариационные принципы механики*, к-рые справедливы и для неголономных систем.

Лит. см. при ст. *Динамика*. *С. М. Тарг.*

ГО́ЛЬМИЙ (Holmium), Ho,— химический элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 67, ат. масса 164,9304, входит в семейство лантаноидов. Имеет один стабильный нуклид ^{165}Ho. Конфигурация трёх внеш. электронных оболочек $4s^2p^6d^{10}f^{11}5s^2p^66s^2$ (возможна также конфигурация $4s^2p^6d^{10}f^{10}5s^2p^6d^16s^2$). Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 6,02, 11,80 и 22,8 эВ. Металлич. радиус 0,176 нм, радиус иона Ho^{3+} 0,086 нм. Значение электроотрицательности 1,10.

В свободном виде — серебристо-белый металл. Известны низкотемпературная (α) и высокотемпературная (β) модификации Г. α=Ho обладает гексагональной решёткой с параметрами $a=0{,}35773$ и $c=0{,}56158$ нм. $t_{пл}=1470$°C, $t_{кип}=2720$°C, плотн. 8,78 кг/дм^3. Теплота плавления 17,2 кДж/моль, теплота испарения 285 кДж/моль. Степень окисления +3. Ион Ho^{3+} сильно парамагнитен (магн. момент 10,50 $\mu_Б$). Г.— компонент магн. сплавов с Fe, Co, Ni (обладают высокой индукцией и магнитострикцией). Г. входит в состав нек-рых *люминофоров*. В качестве радиоактивного индикатора используют β-радиоактивный ^{166}Ho ($T_{1/2}=26{,}8$ ч).

С. С. Бердоносов.

ГОМОГЕ́ННАЯ СИСТЕ́МА (от греч. homogenḗs — однородный) — термодинамич. система, все равновесные параметры к-рой (напр., хим. состав, плотность, давление) непрерывно изменяются в пространстве (пространственно неоднородные Г. с.) или постоянны (пространственно однородные Г. с.). Примеры пространственно неоднородных Г. с.: газы, жидкости, смеси газов и растворы во внеш. поле при условии, что в отсутствие поля они пространственно однородны. В Г. с., в отличие от *гетерогенных систем*, отсутствуют поверхности раздела, к-рые отделяют друг от друга части системы, отличающиеся по составу и свойствам. Т. о., Г. с. должна быть однофазной, но может быть многокомпонентной. В неравновесном состоянии в Г. с. могут существовать разрывы термодинамич. параметров, напр. разрывы плотности и давления на фронте ударной волны. *Д. Н. Зубарев.*

ГОМОПЕРЕХО́Д — в отличие от *гетероперехода* контакт двух областей с разными типами проводимости (или концентрациями легирующей примеси) в одном и том же кристалле *полупроводника*. Различают *p — n-переходы*, в к-рых одна из двух контактирующих областей легирована донорами, другая — акцепторами, n^+—n-переходы (обе области легированы донорной примесью, но в разной степени; знак + означает бо́льшую степень легирования) и p^+—p-переходы (обе области легированы акцепторной примесью).

ГОМОЦЕНТРИ́ЧЕСКИЙ ПУЧО́К ЛУЧЕ́Й (от греч. homós — равный, одинаковый и лат. centrum — средоточие, центр) — пучок световых лучей, в к-ром или сами лучи, или их продолжения пересекаются в одной точке. Волновая поверхность, соответствующая Г. н. л., является сферой; её центр и есть точка пересечения Г. п. л. *Изображение оптическое*, получаемое с помощью к.-л. оптич. системы, точно воспроизводит форму объекта лишь в том случае, если Г. п. л. после прохождения через данную систему снова превращается в Г. н. л.; только при этом условии каждой точке объекта соответствует одна определённая точка изображения.

ГОНИО́МЕТР (от греч. gōnía — угол и metréō — измеряю) — прибор для измерения углов между гранями кристаллов. До открытия рентгеноструктурного анализа гониометрич. метод был основным для описания и идентификации кристаллов. В отражательном оптич. Г. кристалл, вращающийся вокруг оси, освещается, и лучи, отражённые от разных граней, поочерёдно наблюдаются в зрительную трубу. В более совершенных двухкружных Г. (Фёдорова, Гольдшмидта, Чанского) кристалл или зрительную трубу можно вращать вокруг двух взаимно перпендикулярных осей.

Лит.: Флинт Е. Е., Практическое руководство по геометрической кристаллографии, 3 изд., М., 1956; его же, Начала кристаллографии, 2 изд., М., 1961.

ГОНИОФОТО́МЕТР — фотометр для измерения зависимости фотометрич. величины от направления. Г., используемый в фотометрии для измерения угловых энергетич. характеристик источников света (ламп) и световых приборов размером до 2 м, как правило, является уникальным сооружением размером до 10 м, в центр к-рого помещается исследуемый источник. Измеряющее силу света фотоприёмное устройство Г. часто является системой телецентрич. типа размером до 2 м и изготавливается с использованием параболич. зеркал и линзовых объективов или стопы пластин с множеством отверстий. В других случаях освещённость измеряют люксметром. Обычно в горизонтальной плоскости вращается исследуемый источник, а в вертикальной—фотоприёмное устройство Г. Точность отсчёта углов на гониометре — до 0,5°. Однако Г., предназначенные для измерений в пределах малых углов (единицы градусов; напр., лазерного излучения), обладают высоким угловым разрешением (~10′). На основании снимаемых на Г. индикатрис коэф. отражения, пропускания, яркости изучаются параметры и характеристики веществ, сред, тел, в частности оптич. материалов, аэрозолей и др.

Лит. см. при ст. *Фотометр*. *А. С. Дойников.*

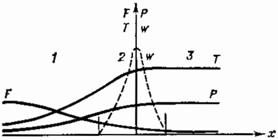
ГОРЕ́НИЕ — протекание хим. реакции в условиях прогрессивного самоускорения, связанного с накоплением в системе теплоты или катализирующих продуктов реакции. При Г. могут достигаться высокие (до неск. тыс. градусов) темп-ры, причём часто возникает излучающая свет область — пламя.

Отличит. особенность Г.— протекание хим. реакций в условиях её самоускорения. Скорость хим. реакции резко возрастает с увеличением темп-ры и выделяющаяся в реакции теплота всё более её ускоряет. С другой стороны, возможно самоускорение вследствие лавинообразного роста (в процессе разветвлённо-цепной реакции) концентрации активных частиц — атомов или радикалов, стимулирующих хим. превращение (см. *Взрыв*). Поэтому различают тепловое и цепное Г.

Основная и важнейшая особенность процесса Г.— способность к распространению в пространстве. Вследствие процессов переноса (*диффузии* и *теплопроводности*) теплота или активные центры, накапливающиеся в горящем объёме, могут передаваться в соседние участки горючей смеси и инициировать там Г. В результате возникает движущийся в пространстве фронт Г., его скорость u наз. линейной скоростью Г. Массовая скорость Г. $m=\rho u$, где ρ — плотность исходной смеси. В отличие от *детонации*, где хим. реакция возникает в результате быстрого и сильного сжатия вещества *ударной волной*, скорость Г. невелика (10^{-3}—10 м/с), поскольку оно обусловлено сравнительно медленными процессами переноса. Если движение газовой среды турбулентно, то скорость Г. увеличивается вследствие турбулентного перемешивания.

В зависимости от агрегатного состояния исходного вещества и продуктов Г. различают три основных типа Г.: гомогенное Г., Г. взрывчатых веществ и порохов, гетерогенное Г.

Гомогенное горение. Исходные вещества и продукты при таком Г. находятся в одинаковом агрегатном состоянии. К этому типу относится Г. газовых смесей (природного газа, водорода и т. п. с окислителем — обычно кислородом воздуха), Г. негазифицирующихся конденсиров. веществ (напр., термитов — смесей алюминия с окислами разл. металлов) и изотермическое Г.— распространение цепной разветвлённой реакции в газовой смеси без значит. разогрева. На рис. изображена структура фронта Г. в смеси газообразных горючего и окислителя. Хим. реакция происходит в очень узкой зоне (10^{-5} м) при темп-ре, близкой к темп-ре Г.: $T_1=T_0+Q/c_p$ (T_0 — темп-ра исходной смеси, Q — теплота сгорания, c_p — теплоёмкость газа при пост. давлении). В зоне подогрева темп-ра газа растёт за счёт тепла, выделившегося при Г. предыдущих порций смеси. В этой зоне происходит также убывание (вследствие диффузии) концентрации исходного вещества, хим. реакция идёт в очень обеднённой смеси. Скорость тепловыделения $w(x)$ имеет резкий максимум, связанный с тем, что в начале реакции низка темп-ра, а в конце её нет горючего. Скорость Г. $u\sim\sqrt{\varkappa/\tau}$, $\tau\sim\exp(-\mathcal{E}/RT_1)$, где $\varkappa$ — коэффициент температуропроводности, а τ — характерное время хим. реакции в зоне Г., к-рое определяется в основном энергией активации $\mathcal{E}$ и темп-рой Г. (R — универсальная газовая постоянная).



Структура фронта горения: *1* — зона прогрева, *2* — зона химической реакции, *3* — продукты горения; F — концентрация горючего или окислителя, P — концентрация продуктов горения, T — температура, w — скорость тепловыделения, x — пространственная координата.

Теория распространения фронта Г. в гомогенной газовой смеси строится на основе механики сплошных сред и *кинетики химической*. Для случая одномерного стационарного распространения ламинарного пламени в смеси неперемешанных горючего и окислителя теория приводит к ур-ниям теплопроводности и диффузии, учитывающим хим. источник тепла и продуктов реакции (сток исходных веществ). В связи с малостью скорости Г. по сравнению со скоростью звука давление газа в области Г. можно считать постоянным. В системе координат, в к-рой фронт пламени покоится (исходное вещество натекает извне со скоростью Г. u), эти уравнения имеют следующий вид:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{d}{dx}\lambda\frac{dT}{dx}-\rho u c_p\frac{dT}{dx}+\Phi(T,\ a_1,\ a_2,\ \ldots,\ a_n)=0\\&\frac{d}{dx}D_i\rho\frac{d(a_i/\rho)}{dx}-\rho u\frac{d(a_i/\rho)}{dx}+\Phi_i(T,a_1,a_2,\ldots,a_n)=0\\&\qquad\qquad i=1,2,\ldots n,\end{aligned}\right\}\ (*)$$

где x — пространств. координата, a_i — концентрации исходных веществ, промежуточных и конечных продуктов реакции, λ и D_i — коэффициенты теплопроводности и диффузии; Φ — удельная скорость тепловыделения (кол-во теплоты, генерируемое хим. реакцией в единице объёма в единицу времени), Φ_i — скорость изменения концентрации вещества в простейшей хим. реакции (также отнесённая к единице объёма и единице времени). Вид функций Φ и Φ_i конкретизируется при задании механизма хим. реакции.

К системе ур-ний (*) должны быть добавлены граничные условия, определяющие значения темп-ры и концентраций в исходной смеси ($x\to-\infty$) и постоянство этих величин (равенство нулю производных по координате) в продуктах Г. Решение системы (*) позволяет определить собственные значения задачи — скорости Г. u, а также распределения темп-ры и концентраций веществ в пространстве: $T(x)$, $a_i(x)$. В более сложных случаях соответствующие системы ур-ний решаются аналитически или приближённо, а также с использованием ЭВМ.

При Г. негазифицирующихся конденсиров. систем диффузия обычно не играет роли и процесс определяет только теплопроводность. Наоборот, при изотермическом Г. осн. процессом переноса является диффузия.

Гетерогенное горение. Исходные вещества при этом находятся в разных агрегатных состояниях. Важнейшие техн. процессы гетерогенного Г.: Г. угля, частиц металлов, сжигание жидких топлив в нефтяных топках, нек-рых двигателях внутр. сгорания, камерах сгорания ракетных двигателей. Процесс гетерогенного Г. обычно очень сложен. Хим. превращение сопровождается дроблением и испарением капель и частиц, образованием окисных плёнок на частицах металла, турбулизацией газовой смеси и т. п.

Горение взрывчатых веществ и порохов. Мн. конденсиров. взрывчатые вещества (ВВ), кроме быстрого (взрывного) протекания реакции (см. *Взрыв*, *Детонация*), способны к значительно более медленному хим. превращению путём Г. В отличие от обычных твёрдых и жидких топлив при горении ВВ не требуется подводить извне окислитель, т. к. горючее и окислитель во ВВ перемешаны на молекулярном уровне.

Г. ВВ связано с переходом вещества из конденсиров. состояния в газ. При этом на поверхности раздела фаз происходит сложный физико-хим. процесс, при к-ром в результате хим. реакции выделяется теплота и горючие газы, догорающие в зоне Г., отстоящей от поверхности на нек-ром расстоянии. Процесс Г. усложняется явлением диспергирования — переходом части конденсиров. вещества в газовую фазу в виде небольших частичек или капель.

Важной особенностью процесса Г. является наличие критич. условий. Распространение Г. возможно лишь в нек-рых интервалах изменения состава смеси, темп-ры и давления, условий теплоотвода во внеш. среду. Критич. значения этих параметров наз. пределами Г. Скорость Г. на пределе отлична от нуля, а при переходе через предел Г. прекращается.

При эксперим. исследовании Г. изучается зависимость скорости Г. от разл. параметров Г.: состава смеси, дисперсности компонентов, структуры фронта Г., скорости хим. реакций, пределов Г. При этом используются оптич. методы (высокоскоростная киносъёмка, голография), микротермопары (толщина их измеряется микронами), манометрические и калориметрич. бомбы.

Лит.: Семенов Н. Н., Цепные реакции, Л., 1934; Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике, 2 изд., М., 1967; Льюис Б., Эльбе Г., Горение, пламя и взрывы в газах, пер. с англ., 2 изд., М., 1968; Хитрин Л. Н., Физика горения и взрыва, М., 1957; Щелкин К. И., Трошин Я. К., Газодинамика горения, М., 1963; Вильямс Ф. А., Теория горения, пер. с англ., М., 1971; Новожилов Б. В., Цепное и тепловое пламя, М., 1980; Математическая теория горения и взрыва, М., 1980. *Б. В. Новожилов.*

ГОРИЗО́НТ СОБЫ́ТИЙ в теории *чёрных дыр* и в *общей теории относительности* — граница области в пространстве-времени, в к-рой сигналы, распространяющиеся со скоростью света, полностью удерживаются тяготением и не могут уйти в бесконечность во внеш. пространстве. Г. с. возникает при *гравитационном коллапсе*, приводящем к образованию чёрной дыры, когда усиливающееся гравитац. поле перестаёт выпускать наружу даже лучи света. Г. с. является границей чёрной дыры. Если чёрная дыра не вращается, то Г. с. совпадает со сферой Шварцшильда—сферой с радиусом, равным *гравитационному радиусу* $r_g=2\ GM/c^2$, где M—масса чёрной дыры, G—*гравитационная постоянная*. Вращение чёрной дыры деформирует Г. с., оставляя его размеры по порядку величины теми же.

Лит.: Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 3, М., 1976; Новиков И. Д., Фролов В. П., Физика черных дыр, М., 1986. *И. Д. Новиков.*

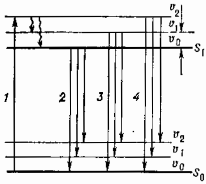
ГОРИЗО́НТ ЧАСТИ́ЦЫ в *космологии* — граница, отделяющая область пространства, к-рую в данный момент может видеть наблюдатель («частица»), от области, принципиально для него не наблюдаемой. Существование Г. ч. связано с расширением Вселенной. Согласно космологич. модели А. А. Фридмана, расширение Вселенной началось от сингулярного состояния ок. 10—20 млрд. лет назад (см. *Сингулярность космологическая*). За время $t_0\approx(10—20)\cdot10^9$ лет свет успевает пройти в расширяющейся Вселенной конечное расстояние, равное примерно $l\approx ct_0$, то есть $(10—20)\cdot10^9$ световых лет. Поэтому каждый наблюдатель в момент t_0 после начала расширения может видеть только область, имеющую в этот момент размеры $\sim l$. Объекты за этой границей, являющейся горизонтом наблюдателя, принципиально не наблюдаемы в момент t_0, т. к. свет от них не успел дойти до наблюдателя, даже если и вышел в момент начала расширения Вселенной. Очевидно, что у наблюдателей, находящихся в разных точках Вселенной, существует свой горизонт. С течением времени горизонт наблюдателя расширяется, по мере того как к нему успевает дойти свет от более далёких областей Вселенной.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975. *И. Д. Новиков.*

ГОРЯ́ЧАЯ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — испускание света квантовой системой (молекулой, твёрдым телом), находящейся в возбуждённом электронном состоянии, в ходе установления теплового равновесия с окружающей средой (обычная люминесценция происходит при тепловом равновесии системы с окружающей средой). Г. л. испускается при переходах с высоких электронных уровней энергии (заселяемых при возбуждении); в обычной люминесценции они играют существ. роль лишь при высоких темп-рах. Г. л. испускают молекулы (в парах и в конденсиров. фазе) и экситоны в полупроводниках.

Г. л. молекулярных систем возникает в процессе колебат. (вращательной) релаксации в возбуждённом электронном состоянии (рис.). Отношение интенсивностей горячей и обычной люминесценций в условиях стационарного возбуждения $\sim\tau_р/\tau_э$, где $\tau_р$ — время жизни на возбуждённом колебат. уровне (время колебат. релаксации), $\tau_э$ — время жизни возбуждённого электронного состояния. Интенсивная Г. л. наблюдается для ряда свободных молекул в газах, а также у нек-рых двухатомных молекул в матрицах благородных газов, где $\tau_р\sim\tau_э$. Однако большинство молекулярных *центров люминесценции* в конденсиров. среде относится к т. н. быстро релаксирующим системам. Для них $\tau_р\sim10^{-11}—10^{-12}$ с, а $\tau_э\sim10^{-8}—10^{-9}$ с, и Г. л. обычно в $10^3—10^4$ раз слабее обычной люминесценции. В отличие от обычной люминесценции в спектрах Г. л. проявляются колебания молекулы не только в

Схема уровней центра люминесценции и квантовых переходов в нём: *1* — при поглощении им возбуждающего излучения, *2* — при обычной люминесценции, *3*, *4* — при горячей люминесценции; S_0— основной электронный уровень энергии, S_1— возбуждённый электронный уровень, v_0, v_1, v_2— колебательные уровни энергии; волнистой стрелкой показаны переходы при колебательной релаксации.



основном, но и в возбуждённом электронном состоянии; кроме того, спектры Г. л. зависят от длины волны возбуждающего света. Г. л. несёт информацию о быстро протекающих релаксационных процессах.

Г. л. экситонов в полупроводниках возникает в том случае, когда кинетич. энергия экситонов превышает энергию, к-рой они обладают в состоянии теплового равновесия при данной темп-ре кристалла. Эти т. н. горячие экситоны рождаются в полупроводнике в актах непрямого экситонного поглощения при переходах в состояния выше дна экситонной зоны. При умеренных интенсивностях возбуждения (т. е. при небольшой плотности экситонов) релаксация кинетич. энергии экситонов осуществляется в осн. путём испускания продольных оптич. фононов (LO-фононов), при этом экситоны релаксируют по квазиуровням с энергией $\mathcal{E}=h\nu—nh\nu_{LO}$ (где ν — частота возбуждающего света, ν_{LO} — частота оптич. фонона, n — целое число). В процессе релаксации возможны излучательные переходы с квазиуровней, и в спектре люминесценции наблюдаются максимумы, разделённые интервалами $nh\nu_{LO}$. Поскольку процессы LO-релаксации идут весьма быстро ($\tau\sim10^{-11}—10^{-12}$ с), интенсивность Г. л. обычно очень мала. Самый низкий уровень экситона, достигаемый при LO-релаксации, имеет значительно большее время жизни, т. к. дальнейшая релаксация возможна лишь с участием акустич. фононов и идёт значительно медленнее. Поэтому Г. л. с нижнего уровня существенно интенсивнее, чем с более высоких (горячих) уровней экситона.

Исследования Г. л. полупроводников дают важную информацию о процессах релаксации и распределении экситонов по кинетич. энергии, а также о роли экситонов разл. типа в процессах *переноса энергии*.

Лит.: Ребане К. К., Саари П. М., Горячая люминесценция и процессы релаксации, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1976, т. 40, с. 1778. *Р. И. Персонов.*

ГОРЯ́ЧЕЙ ВСЕЛЕ́ННОЙ ТЕО́РИЯ — современная теория физ. процессов в расширяющейся Вселенной, согласно к-рой в прошлом Вселенная имела значительно бо́льшую, чем сейчас, плотность вещества и очень высокую темп-ру. Первоначально Г. В. т. была предложена Г. Гамовым (G. Gamov, 1948) для объяснения распространённости в природе различных хим. элементов и их изотопов. В те годы существовала заниженная оценка времени, прошедшего с начала расширения Вселенной (неск. миллиардов лет). Согласно выдвинутой Гамовым гипотезе, практически все элементы возникли в ядерных реакциях в самом начале расширения Вселенной при большой темп-ре, а последующий синтез элементов в звёздах за неск. миллиардов лет не успел существенно повлиять на распространённость элементов.

В работах 50-х гг. 20 в., выполненных Т. Хаяси (T. Hayashi), Э. Ферми (E. Fermi) и А. Туркевичем (A. Turkevich), было показано, что попытки объяснить существующую распространённость всех элементов их синтезом в самом начале расширения Вселенной были несостоятельными. Если строго следовать Г. В. т., то в результате ядерных реакций в начале расширения образуется только водород и гелий, примесь др. лёгких элементов незначительна, а тяжёлые элементы практически совсем не образуются. Однако с открытием, что время расширения Вселенной превышает 10 млрд. лет, стало возможным объяснить распространённость тяжёлых элементов их *нуклеосинтезом* в звёздах.

В начале расширении Вселенной при большой темп-ре в термодинамич. равновесии с веществом должно было находиться эл.-магн. излучение. В ходе расширения вещество и излучение остывают, и к настоящему времени во Вселенной должно существовать низкотемпературное излучение (его наз. *микроволновым фоновым излучением* или реликтовым излучением), для к-рого вещество сегодняшней Вселенной практически прозрачно. Существование во Вселенной такого излучения, имеющего темп-ру всего неск. кельвинов, было предсказано Г. Гамовым (1956).

В 1964 А. Г. Дорошкевич и И. Д. Новиков впервые рассчитали широкий спектр плотности эл.-магн. излучения от всех источников в эволюционирующей Вселенной (включая радиогалактики и звёзды) и показали, что в области сантиметровых и миллиметровых волн интенсивность реликтового излучения с темп-рой ок. 1 К и выше будет на много порядков превосходить излучение отдельных источников, и оно может быть обнаружено. Реликтовое излучение (РИ) было открыто А. Пензиасом (A. Penzias) и Р. Вильсоном (R. Wilson) в 1965 на длине волны 7,3 см. Обнаружение РИ стало решающим тестом, подтвердившим справедливость гипотезы о высокой изначальной темп-ре Вселенной. Тщательные последующие наблюдения показали, что РИ действительно является равновесным, как предсказывает теория, и имеет темп-ру $T\approx 2{,}7$ К. Совр. количество фотонов РИ в ед. объёма $N_\gamma=500$ см$^{-3}$, а тяжёлых частиц (*барионов*, гл. обр. протонов) N_b примерно 10^{-6} см$^{-3}$. Отношение $s=N_\gamma/N_b\approx 10^9$ почти не меняется с расширением Вселенной и характеризует уд. *энтропию Вселенной*, к-рая оказывается весьма большой. Плотность массы реликтового излучения сегодня $\rho_\gamma=\varepsilon_\gamma c^{-2}N_\gamma\approx 5\cdot 10^{-34}$ г/см^3 ($\varepsilon_\gamma\approx 10^{-15}$ эрг — ср. энергия одного фотона) много меньше плотности массы обычного в-ва $\rho_b=m_bN_b\approx 10^{-30}$ г/см^3 ($m_b\approx 10^{-24}$ г — масса протона): $\rho_\gamma/\rho_b\approx 5\cdot 10^{-4}$. В прошлом РИ преобладало над веществом не только по числу частиц, но и по массе. Действительно, с расширением Вселенной энергия каждого кванта убывает пропорционально его частоте из-за *красного смещения*, т. е. пропорционально увеличению пространств. масштабов. Отсюда следует, что в прошлом при плотности вещества $\rho_b\approx 10^{-20}$ г/см^3 плотность излучения равнялась плотности вещества ($\rho_\gamma=\rho_b\approx 10^{-20}$ г/см^3), а частота излучения соответствовала диапазону видимого света. Для более раннего периода $\rho_\gamma>\rho_b$. Поэтому при анализе динамики расширения Вселенной в ранние эпохи можно пренебречь «примесью» обычного вещества, входящего в наше время в состав галактик, звёзд, планет.

Закон падения темп-ры во Вселенной для ранней эпохи её расширения (в пределах неск. лет или сотен лет после начала расширения) записывается в виде $T=10^{10}/t^{1/2}$. Здесь время t (в секундах) отсчитывается от того момента, когда плотность материи равна (формально) бесконечности (т. н. с и н г у л я р н о е с о с т о я н и е). Физ. процессы при $T>10^{13}$ К и плотностях $\rho>10^{18}$ г/см^3 ещё недостаточно хорошо изучены совр. физикой и выводы о процессах в этих условиях не могут считаться надёжными. Однако процессы при $T<10^{13}$ К можно рассматривать с полной уверенностью.

При очень больших плотностях и темп-рах все процессы взаимодействия частиц происходят чрезвычайно быстро, гораздо быстрее изменения физ. условий вследствие расширения Вселенной, и поэтому имеется полное термодинамич. равновесие между всеми сортами частиц (и их античастиц), к-рые могут рождаться при энергиях, соответствующих данной темп-ре.

При $T\approx 10^{13}$ К в равновесии находятся барионы и антибарионы, разные сорта *мезонов* и их античастиц, *мюоны* электроны (e^-) и их античастицы, все сорта *нейтрино* и антинейтрино, фотоны.

Быстрые превращения одних частиц в другие поддерживают равновесие, количество частиц разных сортов примерно одинаково. С уменьшением темп-ры при расширении у взаимодействующих частиц уже не хватает энергии для рождения новых тяжёлых частиц, и эти частицы, сталкиваясь со своими античастицами, аннигилируют («вымирают»). При $t\approx 10^{-6}$ с начинают вымирать барионы, затем мезоны и мюоны. После вымирания барионов и антибарионов остаётся небольшое количество барионов ($\sim 10^{-9}$ от исходного числа), т. к. с самого начала, согласно теории, их было несколько больше, чем антибарионов. Из этих барионов и образовались позднее все небесные тела. Иная судьба у частиц с нулевой (или очень малой) массой покоя. Такими частицами являются все сорта нейтрино и антинейтрино. При охлаждении и уменьшении скоростей реакций наступает момент, когда реакции с соответствующими частицами перестают протекать и частицы становятся свободными, т. е. Вселенная для них оказывается практически прозрачной. Так, при $t\approx 0{,}01$ с свободными становятся мюонные нейтрино ν_μ, при $t\approx 0{,}3$ с — электронные нейтрино ν_e. Важно подчеркнуть, что и после освобождения частицы продолжают «остывать», уменьшать свою энергию вследствие расширения Вселенной. Это происходит потому, что свободно летящая частица переходит из одного объёма вещества в другой, удаляющейся от первого. Поэтому частица имеет относительно второго объёма меньшую энергию, чем была её энергия относительно первого объёма, и т. д. При $t\approx 10$ с вымирают электронно-позитронные пары (они превращаются в фотоны). После этого во Вселенной остаются нейтрино и антинейтрино всех сортов, фотоны и небольшая примесь обычного вещества (одна миллиардная доля по числу частиц) в виде *плазмы* (смеси барионов и электронов).

К сегодняшнему моменту реликтовые фотоны остыли и имеют, согласно наблюдениям, темп-ру $T\approx 2{,}7$ К. Помимо реликтовых фотонов сегодня должны существовать реликтовые нейтрино с темп-рой несколько ниже, чем у фотонов ($T\approx 2$ К). Более высокая темп-ра фотонов по сравнению с нейтрино объясняется тем, что пары (e^-, e^+), превратившись в фотоны, добавили свою энергию к энергии фотонов. Прямое наблюдение реликтовых нейтрино пока невозможно.

Для дальнейшей эволюции Вселенной важны физ. процессы, протекающие в веществе, из к-рого впоследствии образуются галактики, звёзды, планеты. При $T\approx 2\cdot 10^{10}$ К барионы существуют в виде протонов p и нейтронов n. Эти частицы быстро превращаются друг в друга под влиянием окружающих энергичных частиц (e^-, e^+ и ν_e, $\tilde{\nu}_e$):

$$n+e^+\rightleftarrows p+\tilde{\nu}_e,\quad n+\nu_e\rightleftarrows p+e^-, \qquad (*)$$

и устанавливается термодинамич. равновесие между количеством нейтронов и протонов. Отношение числа нейтронов к числу протонов в ед. объёма в равновесии

$$N_n/N_p=\exp\,(-\Delta mc^2/kT),$$

где Δm — разность масс нейтрона и протона. При t порядка неск. секунд реакции (*) практически прекращаются, и отношение числа нейтронов к общему числу барионов (N_p+N_n) в ед. объёма «застывает» на значении $N_n/(N_p+N_n)\approx 0{,}15$. С дальнейшим понижением T, через неск. минут после начала расширения, начинают интенсивно протекать ядерные реакции объединения нейтронов и протонов, заканчивающиеся образованием ^{4}He. Синтез более тяжёлых элементов не происходит, т. к. ядро ^{4}He не присоединяет к себе нейтроны и др. имеющиеся частицы. В результате почти все нейтроны войдут в состав ядер ^{4}He, что даст относительно содержание ^{4}He по массе ок. 25% от массы всего вещества. Оставшиеся протоны составляют по массе ок. 75%. Примесь др. элементов пренебрежимо мала. Вещество с таким составом позже образует небесные тела, в частности звёзды первого поколения (см. *Эволюция звёзд*).

После первых пяти минут все ядерные реакции во Вселенной прекращаются. Вещество продолжает расширяться и остывать. В эту эпоху длина свободного пробега фотонов очень мала, т. к. плазма для них непрозрачна. Давление РИ препятствует образованию к.-л. изолированных объектов под действием сил тяготения.

Спустя примерно 300 тыс. лет плазма остывает до $T\approx 4000$ К, электроны объединяются с протонами и плазма превращается в нейтральный газ. Этот газ прозрачен для реликтовых фотонов, давление РИ не влияет на состояние газа. С этого момента под действием гравитац. сил в веществе начинается рост отдельных уплотнений (см. *Гравитационная неустойчивость*), из к-рых затем образуются небесные тела — формируется структура Вселенной (см. *Космология*, *Крупномасштабная структура Вселенной*).

Совр. теория предполагает, что наряду с открытыми частицами в формировании структуры Вселенной мог участвовать и ряд гипотетических пока частиц. Они, вероятно, сегодня также должны присутствовать во Вселенной как и реликтовые фотоны и нейтрино. Прямое обнаружение таких частиц пока невозможно, т. к. они крайне слабо взаимодействуют с обычным веществом и могут проявлять себя только через тяготение (см. *Скрытая масса*).

Важные, пока ещё не совсем ясные процессы протекали вблизи сингулярного состояния материи в самом начале расширения (при плотностях, близких к т. н. планковской плотности $\sim 10^{94}$ г/см^3). Здесь при очень больших энергиях частиц объединялись, по-видимому, все виды физических взаимодействий (см. *Великое объединение*), квантовые процессы были существенны в масштабах всей Вселенной. В ходе расширения могли происходить фазовые превращения материи, связанные с расщеплением единого взаимодействия на отдельные составляющие (см. *Раздувающаяся Вселенная*). Т. о., в Г. В. т. есть ещё много нерешённых проблем, гл. обр. относящихся к начальным стадиям расширения и к образованию небесных тел. Тем не менее, осн. положения теории, описанные выше, надёжно установлены и подтверждены наблюдениями.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Пиблс П., Физическая космология, пер. с англ., М., 1975; Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; его же, За рубежом первых трех минут, «УФН», 1981, т. 134, с. 333

И. Д. Новиков.

ГОРЯ́ЧИЕ ЭЛЕКТРО́НЫ (горячие дырки) — подвижные носители заряда в *полупроводнике* или *металле*, энергетич. распределение к-рых смещено относительно равновесного при данной темп-ре T в сторону больших энергий (рис. 1). Носители заряда становятся «горячими», напр., при протекании электрич. тока под действием достаточно сильного пост. или перем. электрич. поля: при этом поле ускоряет большее число носителей, чем тормозит, в результате чего всей электронной системе в целом сообщается дополнит. энергия. Рост энергии электронов ограничен передачей энергии Г. э. *фононам* при рассеянии электронов на них (см. *Рассеяние носителей заряда*). При каждом значении энергии $\mathcal{E}$ уменьшение в единицу времени числа $n(\mathcal{E})$ электронов с энергиями, меньшими $\mathcal{E}$, под действием ускоряющего электрич. поля компенсируется (в стационарных условиях) таким же увеличением $n(\mathcal{E})$ под действием рассеяния электронов на фононах. Это равенство определяет вид ф-ции распределения Г. э. по энергиям.

Степень «разогрева» Г. э. характеризуется увеличением их ср. энергии $\langle\mathcal{E}\rangle$ по сравнению с равновесным значением (равным для невырожденного электронного газа ${}^3/_2\,kT$). Оно зависит от напряжённости пост. электрич. поля E (или амплитудного значения при перем. поле), подвижности носителей заряда μ и скорости передачи энергии фононам. Эта скорость характеризуется временем τ_e релаксации энергии (за время τ_e Г. э. «остывают» после выключения электрич. поля). Время τ_e определяет также инерционность процесса разогрева Г. э. в перем. электрич. поле. По порядку величины увеличение энергии равно:

Рис. 1. Распределение электронов (в случае невырожденного электронного газа) по энергиям: *1* — равновесная функция распределения (больцмановская); *2* — распределение Г. э. (при той же концентрации) при рассеянии их на длинноволновых акустич. фононах в электрич. поле $E=E_{\text{p}}=2\sqrt{2/\pi}\,s/\mu$; *3* — в электрич. поле $E=2E_{\text{p}}$; *4* — в электрич. поле $E=3E_{\text{p}}$ (значение равновесной функции распределения при $\mathcal{E}/kT=0$ принято равным 1).

$$\langle\mathcal{E}\rangle-{}^3/_2 kT\sim e\mu\tau_e E^2, \qquad (1)$$

где e — заряд электрона. Характерная напряжённость E_{p} поля, при к-рой эффекты разогрева становятся значительными (ср. энергия $\langle\mathcal{E}\rangle$ увеличивается примерно на kT), равна:

$$E_{\text{p}}=[(kT/e)\,\mu\tau_e]^{1/2}. \qquad (2)$$

При темп-рах порядка *Дебая температуры* θ_D и выше ($T\geqslant\theta_D$), когда значительно рассеяние носителей заряда на фононах с энергией порядка $k\theta_D$ (в частности, на оптич. фононах), время релаксации в типичных полупроводниках $\tau_e\leqslant 10^{-11}$ с, а характерное поле $E_{\text{p}}\sim$ $\sim 10^3$ В/см. Если же $T\ll\theta_D$ и энергии носителей малы по сравнению с $k\theta_D$, то носители заряда не могут ни поглощать, ни испускать оптич. фононы и рассеивают энергию только на длинноволновых акустич. фононах. Из законов сохранения энергии и *квазиимпульса* следует, что изменение энергии $\mathcal{E}$ носителя заряда в одном акте рассеяния (равное энергии фонона частоты Ω): $\hbar\Omega\leqslant\sqrt{8m^*s^2\mathcal{E}}$, где m^* — *эффективная масса* электрона, s — скорость звука. В типичных случаях $8m^*s^2/k\sim 1$ К и, следовательно, $m^*s^2\ll\mathcal{E}$, так что относит. изменение энергии носителя заряда при рассеянии очень мало. Если к тому же $\hbar\Omega\ll kT$, то вероятность испускания фонона и уменьшения энергии носителя лишь ненамного превосходит вероятность поглощения фонона, при к-ром энергия носителя увеличивается. В этом случае изменение энергии носит диффузионный характер: носитель заряда то испускает, то поглощает фононы. Малое относит. изменение энергии носителя при каждом соударении и малое превышение вероятности испускания фонона над вероятностью его поглощения, т. н. эффекты малой неупругости столкновений с акустич. фононами, приводят к тому, что энергия носителей эффективно рассеивается лишь за большое число столкновений. В результате $\tau_e\sim(kT/m^*s^2)\,\tau_{\text{p}}$, где τ_{p} — время между столкновениями носителей заряда с фононами; подвижность $\mu=e\tau_{\text{p}}/m^*$. Время τ_e достигает $3\cdot 10^{-7}$ с в InSb n-типа при темп-ре 4—6 К; характерное электрич. поле в этом случае $E_{\text{p}}\approx 0{,}1$ В/см.

Электронная температура. Если при низких темп-рах ($T\ll\theta_D$) частота межэлектронных соударений (τ_{ee}^{-1}), эффективно перераспределяющих энергию между Г. э., велика по сравнению с τ_e^{-1}, то ф-ция распределения Г. э. по энергии с точностью до малых величин порядка отношения τ_{ee}/τ_e имеет вид равновесной ф-ции распределения с нек-рой темп-рой $T_e(E)$, к-рую наз. **электронной темп-рой** ($T_e > T$). Её величина определяется равенством джоулевой мощности и мощности, передаваемой от Г. э. фононам.

С увеличением электрич. поля растёт как скорость направленного движения (дрейфа) Г. э. v_d, так и скорость их хаотич. теплового движения v_r. При малой неупругости рассеяния на фононах скорость v_r остаётся большой по сравнению с v_d даже в сильных полях, что позволяет найти функцию распределения Г. э. по энергии в аналитич. виде и зависимость $\langle\mathscr{E}\rangle$ от E. При большой же неупругости v_r и v_d в сильных полях—величины одного порядка и аналитич. решение получить не удаётся.

Отклонения от закона **Ома.** Основной эффект, в к-ром проявляется разогрев носителей заряда в полупроводниках с ростом электрич. поля,— изменение электропроводности и отклонение вольт-амперной характеристики (ВАХ) полупроводников от линейной, т. е. от

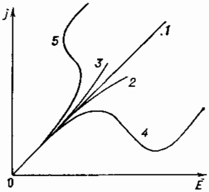


Рис. 2. Различные виды вольт-амперных характеристик полупроводников в сильных электрических полях: *1* — линейная (омическая); *2* — сублинейная; *3* — суперлинейная; *4* — *N*-образная; *5* — *S*-образная.

закона Ома (рис. 2). Если электропроводность с ростом поля увеличивается, то ВАХ наз. суперлинейной, если же падает,— сублинейной.

Электропроводность может изменяться с полем из-за зависимости подвижности Г. э. и (или) их концентрации от поля. Эффективная подвижность изменяется из-за того, что время релаксации Г. э., как правило, зависит от энергии электронов, к-рая обычно растёт с ростом электрич. поля. При рассеянии Г. э. на заряж. примеси подвижность увеличивается с полем, а при их рассеянии на фононах—падает. Кроме того, Г. э., приобретая достаточно большую энергию, переходят в более высокие долины зоны проводимости (см. *Многодолинные полупроводники*), в к-рых их подвижность меньше (**механизм Ридли — Уоткинса — Хилсама**). Это имеет место в GaAs и InP *n*-типа и др. полупроводниках в сильных полях.

Концентрация носителей заряда в электрич. поле изменяется из-за ударной генерации электронно-дырочных пар или ударной ионизации примесных атомов, а также из-за изменения скорости рекомбинации носителей заряда или скорости их захвата примесными центрами. Обычно захват электронов происходит положит. ионами. При этом скорость захвата падает с ростом электрич. поля (разогрева) и концентрация электронов проводимости растёт. Если же примесные центры заряжены отрицательно, то электрон, чтобы оказаться захваченным, должен преодолеть энергетич. барьер. Поэтому с ростом электрич. поля и увеличением энергии Г. э. скорость захвата электронов растёт и концентрация их падает (эффект наблюдается в Ge *n*-типа с примесями Cu и Au).

При достаточно быстром падении электропроводности с ростом электрич. поля на ВАХ появляется падающий участок с *отрицательным дифференциальным сопротивлением.* ВАХ имеет *N*-образный вид (наблюдается *Ганна эффект*). В тех же случаях, когда электропроводность с полем, наоборот, быстро растёт, ВАХ может стать *S*-образной. При этом как следствие возникает *шнурование тока* в полупроводниках. Если при приближении напряжения к нек-рому критич. значению ток растёт аномально круто, то имеет место электрич. пробой — межзонный или примесный.

Другие эффекты, связанные с разогревом электронов. 1) В сильном электрич. поле электропроводность полупроводников кубич. сингонии становится анизотропной даже в отсутствие магн. поля (в слабых полях она изотропна). Это связано преим. с разной заселённостью Г. э. долин зоны проводимости. 2) Изменяются коэфф. диффузии и спектральная плотность флуктуаций тока (см. *Флуктуации электрические*); возникает анизотропия этих величин даже при изотропной зависимости энергии электронов от квазиимпульса (характеристики шума, измеренные вдоль и поперёк тока, разные). 3) Наблюдается эмиссия Г. э. в вакуум из ненагретых полупроводников. 4) Возникает эдс при однородной темп-ре кристалла, но неоднородном разогреве электронов.

Если разогрев электронов мал, но наблюдаем по разл. эффектам, электроны наз. **тёплыми**.

Носители заряда разогреваются не только пост. током, но также при поглощении ими эл.-магн. излучения. Возникающее при этом изменение электропроводности полупроводника представляет собой один из механизмов *фотопроводимости* и используется для создания чувствительных приёмников излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Г. э. возникают также при генерации носителей заряда светом с энергией фотонов $\hbar\omega$, превышающей ширину запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ на величину, значительно бо́льшую kT, а также (в случае примесных полупроводников) светом с энергией фотонов, существенно превышающей энергию ионизации примесных центров (фоторазогрев). Часть фотоэлектронов, создаваемых в полупроводнике *p*-типа светом с $\hbar\omega > \mathscr{E}_g$, рекомбинирует с дырками (см. *Рекомбинация носителей заряда*), оставаясь ещё «горячими» (т. е. до термализации). Эта рекомбинация является источником *горячей люминесценции.*

Лит.: Конуэлл Э., Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, пер. с англ., М., 1970; Денис В., Пожела Ю., Горячие электроны, Вильнюс, 1971; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977. *Ш. М. Коган.*

ГРАВИМЕТР — прибор для измерения силы тяжести и соответствующего ускорения свободного падения g. Различают два способа измерения силы тяжести: абсолютный и относительный. В последнем измеряют приращение Δg относительно значения g в нек-ром исходном пункте. Относительная погрешность определения g Г. $\sim 10^{-7}$—10^{-9}.

В зависимости от метода измерения Г. разделяются на статические и динамические. К статич. Г. относится обширный класс приборов, основанных на принципе уравновешивания силы тяжести (или момента силы тяжести) упругой силой (или упругим моментом) чувствительного элемента.

Статические Г. используются только для относительных определений и являются осн. приборами для измерения Δg. Осн. частью статич. Г. является упругая система. Применяются системы типа пружинных весов, в к-рых мерой Δg служат дополнит. растяжение пружины и линейное перемещение груза. Чаще используются крутильные системы, в к-рых маятник, подвешенный на горизонтальной упругой нити или пружине, поддерживается её упругой силой в положении, близком к горизонтальному. Мерой Δg служит дополнит. поворот маятника или дополнит. усилие, необходимое для возвращения его в исходное (нулевое) положение. Системы такого типа в принципе нелинейны. При приближении маятника к положению неустойчивости резко возрастает чувствительность. Такая система называется астазированной.

Статич. Г. применяются также для измерения Δg в море на кораблях. При этом Г. помещается на гиростабилизированную платформу. В наблюдения вводятся поправки за вертикальные и горизонтальные возмущающие ускорения (измеряются спец. акселерографами) и за наклоны. Точность измерения Δg на море на два порядка ниже, чем на суше. При помощи статич. Г. проводятся опытные наблюдения на самолётах. Статич. Г. широко применяются в гравиразведке.

К динамическим Г. относятся струнные Г. и баллистич. Г. Струнные Г. применяются для относительных измерений. Δg определяется по изменению частоты колебаний нагруженной струны. Баллистические Г. используются для абс. измерений. Принцип действия баллистич. Г. основан на измерении времени прохождения пробного (свободно падающего) тела через неск. точек, расстояния между к-рыми также измеряются. Высокая точность измерения достигается использованием кварцевых и атомных стандартов частоты и лазеров.

К динамич. Г. следует отнести и маятниковый прибор, в к-ром используется зависимость периода колебаний свободного маятника от g.

Лит. см. при ст. *Гравиметрия.* *Н. П. Грушинский.*

ГРАВИМЕТРИЯ (от лат. gravis — тяжёлый и греч. metréō — измеряю) — в узком понимании наука о методах измерения *силы тяжести.* Чаще понимается шире, как наука о силе тяжести (СТ) в пределах близкой окрестности Земли или планет Солнечной системы в рамках ньютоновской механики.

СТ складывается из гравитац. притяжения и *центробежной силы*:

$$F = -G\mu\int\limits_M \frac{dm}{R^2}\frac{\boldsymbol{R}}{R} + \mu\,(\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{r})\times\boldsymbol{\omega},$$

где G — *гравитационная постоянная*, μ — единичная масса, dm — элемент массы, $\boldsymbol{R}=\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{r}'$ — радиусы-векторы точки наблюдения и элемента массы, $\boldsymbol{\omega}$ — угл. скорость вращения Земли (планеты). Интеграл берётся по всем массам. Напряжённость СТ (отношение силы к единичной массе), численно равное ускорению свободного падения g, измеряется в галах: 1 Гал $=10^{-2}$ м/с^2. Осн. приборами для измерения СТ являются *гравиметры.*

Потенциал СТ имеет вид:

$$W = \int\limits_M \frac{dm}{R} + \frac{\omega^2 r^2}{2}\cos^2\varphi,$$

где φ — широта места наблюдения. Ур-ние $W=\mathrm{const}$ определяет семейство уровненных поверхностей. Та из них, к-рая совпадает с уровнем невозмущённой воды в океане ($W=W_0$), наз. геоидом и принимается за фигуру Земли.

Для удобства поле СТ разделяют на нормальную часть γ, закономерно изменяющуюся по поверхности планеты, и аномальную Δg (т. н. аномалия силы тяжести), являющуюся разностью между реальной (g) и нормальной составляющими: $\Delta g=g-\gamma$. Нормальная часть обычно представляется как поле однородного эллипсоида вращения, имеющего одинаковые массу и скорость вращения с реальной Землёй и наилучшим образом приближающегося к геоиду. Принята т. н. междунар. гравиметрич. система 1971 года (IGSN—71), в к-рой в качестве нормальной принята ф-ла СТ с коэффициентами, вычисленными по совокупности гравиметрич. и спутниковых данных в 1967:

$$\gamma = 978031{,}8\,(1+0{,}005302\sin^2\varphi-0{,}0000059\sin^2 2\varphi)\ \text{мГал}.$$

Полное изменение нормальной составляющей поля СТ Земли $\approx 5{,}2$ Гал. Аномалии СТ на Земле достигают $(2-4)\cdot10^2$ мГал, изменение СТ за счёт центробежной силы $\approx 3{,}3$ мГал, изменение СТ за счёт сплюснутости Земли $\approx 1{,}8$ мГал, СТ изменяется по высоте ва $\approx 3\cdot10^{-1}$ мГал на 1 м, макс. амплитуда лунно-солнечных возмущений $\approx 2{,}4\cdot10^{-1}$ мГал.

Наблюдения возмущений в движении ИСЗ, происходящих под влиянием неоднородности гравитац. поля, позволили выделить разл. отклонения фигуры Земли от эллипсоида вращения. В связи с этим понятие нормальной формулы СТ расширено и введено понятие нормальной Земли, задаваемой рядом параметров.

Аномалии СТ зависят от распределения масс в земной коре. Широкие региональные аномалии связаны с неоднородностью плотностей в мантии. С помощью Г. ведётся поиск и разведка нефтегазоносных структур, месторождений полезных ископаемых. Неоднородности плотности в Земле, вызывающие аномалии СТ, одновременно вызывают отклонения уровненной поверхности от эллипсоида, соответствующего нормальному распределению СТ. Эти отклонения — высоты геоида — могут быть вычислены по аномалиям СТ. Для приведения всех геодезич. измерений на эллипсоид относимости надо знать высоты геоида. Т. о., Г. является необходимым элементом геодезии. Этот раздел её наз. геодезич. Г. Методом спутниковой альтиметрии, т. е. непосредственным измерением высоты спутника, координаты к-рого точно известны, высоты геоида на океанах измеряются с погрешностью ≈ 1 м.

Деформации Земли и возмущения СТ, вызванные притяжением Луны и Солнца, зависят от упругих свойств Земли. Измеряя эти деформации, можно судить об упругих свойствах внутр. слоёв Земли и о её внутр. строении. Непрерывные измерения СТ дают важную информацию о приливных вертикальных движениях земной коры и могут дать в дальнейшем сведения о глобальных перестройках земных недр и, возможно, свидетельствовать о переменности (или постоянстве) гравитац. постоянной G.

Информацию о гравитац. поле Земли и планет несёт не только потенциал и его производная — СТ, но и производные потенциала более высоких порядков. Чувствительность этих величин к изменениям напряжённости гравитац. поля выше, чем у потенциала или у СТ. В навигации, аэронавтике и космонавтике вторые производные могут использоваться для определения положения. В геологоразведке они позволяют выявлять структуры или непосредственно полезные ископаемые малой протяжённости.

Появление межпланетных космических аппаратов расширило область применения Г. Спускаемые космические аппараты произвели измерение СТ непосредственно на поверхности Луны, а искусственные спутники Марса и Венеры измерили СТ в окрестностях этих планет. Начаты исследования гравитац. полей Юпитера и Сатурна.

Лит.: Грушинский Н. П., Сажина Н. Б., Гравитационная разведка, 3 изд., М., 1981; Юзефович А. П., Огородова Л. В., Гравиметрия, М., 1980; Цубои Т., Гравитационное поле Земли, пер. с япон., М., 1982; Грушинский Н. П., Основы гравиметрии, М., 1983.

Н. П. Грушинский.

ГРАВИТАЦИОННАЯ МАССА (тяжёлая масса, тяготеющая масса) — физ. величина, характеризующая свойства тела как источника поля *тяготения*; численно равна инертной массе. См. *Масса.*

ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — развитие возмущений плотности и скорости среды под действием сил собственного тяготения. Согласно совр. взглядам, Г. н. однородного и изотропно расширяющегося вещества (см. *Космология*) привела к образованию наблюдаемой крупномасштабной структуры Вселенной — галактик, скоплений и сверхскоплений галактик. Г. н., вероятно, играет важную роль также в образовании звёзд и звёздных скоплений.

Идея Г. н. была высказана И. Ньютоном (I. Newton) в 1692. Практическая разработка теории началась после работы Дж. Джинса (J. Jeans, 1902), рассматривавшего вопросы происхождения звёзд. Теория Г. н. хорошо разработана для однородной нестационарной среды (в связи с задачами происхождения структуры Вселенной), а также для разл. стационарных (хотя бы в одном направлении) распределений вещества: плоский слой, осесимметричные конфигурации (в т. ч. и с вращением), тонкий диск и др. В таких системах Г. н. сочетается с тепловой, гидродинамическими и разл. кинетическими неустойчивостями.

В достаточно больших масштабах гравитац. взаимодействие превосходит все другие известные виды взаимодействия. Поскольку гравитац. энергия среды при распаде её на сгустки уменьшается, то близкое к однородному распределение вещества неустойчиво относительно распада на отд. облака достаточно большого масштаба. Напротив, в малых масштабах роль тяготения невелика, и гравитация существенно не влияет на развитие возмущений. Так, напр., *адиабатические возмущения* в идеальном газе в больших масштабах растут под действием тяготения, а в малых масштабах превращаются в обычные звуковые волны.

Линейная теория Г. н. Если рассматриваются лишь силы тяготения и газовое давление, Г. н. проявляется при выполнении критерия Джинса:

$$4\pi G\rho - a_{\text{зв}}^2 k^2 \geqslant 0,$$

где ρ — плотность вещества, $a_{\text{зв}}$ — скорость звука, $k=2\pi/l$, l — характерный масштаб возмущений. Критич. значение масштаба возмущений $l_{\text{Дж}}$, отделяющее область устойчивости от области неустойчивости, наз. длиной волны Джинса:

$$l_{\text{Дж}} = 2\pi a_{\text{зв}} t_h = 2\pi a_{\text{зв}} (4\pi G\rho)^{-1/2},$$

где $t_h = (4\pi G\rho)^{-1/2}$ — характерное время эволюции вещества с плотностью ρ под действием тяготения. Т. о., в этом случае длина волны Джинса близка к расстоянию, проходимому звуком за время t_h. Аналогичные ф-лы для $l_{\text{Дж}}$ могут быть получены и при учёте др. негравитац. сил (центробежные, магн. и др.). Эти силы увеличивают устойчивость распределения вещества и значение $l_{\text{Дж}}$ в нек-рых направлениях. Так, напр., вращение и магн. поле стабилизируют среду в направлениях, ортогональных соответственно оси вращения и магн. оси. Иногда среду удобно характеризовать массой Джинса $M_{\text{Дж}}$, связанной с $l_{\text{Дж}}$ соотношением $M_{\text{Дж}} = \rho (l_{\text{Дж}}/2)^3$.

Скорость роста возмущений под действием сил тяготения зависит от масштаба возмущений. Возмущения в масштабах меньше критического ($l < l_{\text{Дж}}$) не нарастают вовсе. Возмущения в масштабах больше критического растут тем быстрее, чем больше масштаб. В пределе $l \gg l_{\text{Дж}}$ скорость роста возмущений не зависит от масштаба и возмущения растут (на линейной стадии) без искажения нач. формы (в т. н. автомодельном режиме).

В однородных космологич. моделях возмущения развиваются на нестационарном фоне. Изменение со временем плотности вещества и скорости звука ведёт к изменению длины волны Джинса и скорости развития возмущений. Если во Вселенной доминирует нерелятивистское вещество (т. е. если ср. плотность Вселенной определяется нерелятивистским веществом, т. е. веществом, давление к-рого много меньше плотности его кинетич. энергии), то крупномасштабные ($l \gg l_{\text{Дж}}$) возмущения плотности $\Delta\rho$ при расширении Вселенной растут по закону $\Delta\rho/\rho \sim t^{2/3}$, а при сжатии — по закону $\Delta\rho/\rho \sim t^{-1}$ (t — время от момента сингулярности). Если же во Вселенной доминирует ультрарелятивистское вещество (давление порядка плотности кинетич. энергии), то возмущения плотности при расширении растут по закону $\Delta\rho/\rho \sim t$. Согласно простейшей *горячей Вселенной теории*, в прошлом плотность Вселенной определялась ультрарелятивистским веществом, а в настоящее время — нерелятивистским. Однако сейчас широко обсуждается возможность неоднократной смены режимов расширения из-за изменения ур-ния состояния доминирующего во Вселенной вещества при распадах разл. массивных метастабильных частиц. Эти процессы, меняя режим развития неоднородностей, могут формировать спектр возмущений, определяющий наблюдаемую сегодня *крупномасштабную структуру Вселенной*.

Нелинейная теория Г. н. Крупномасштабная структура формируется на нелинейной стадии развития возмущений, к-рая наступает в период, когда относительные возмущения плотности $\Delta\rho/\rho$ становятся сравнимыми с единицей. В космологии в период доминирования нерелятивистских частиц всегда с большим запасом выполнено условие $l \gg l_{\text{Дж}}$ и влияние давления и др. негравитац. сил можно не учитывать. В этой ситуации развитие неоднородностей в нелинейном режиме хорошо описывается (приближённой) нелинейной теорией гравитац. неустойчивости (Я. Б. Зельдович, 1970). Согласно этой теории, эволюция растущей моды неоднородностей описывается след. соотношениями:

$$r_i(\boldsymbol{q}, t) = a(t)\,[\boldsymbol{q}_i - B(t)\, s_i(\boldsymbol{q})],$$

$$u_i(\boldsymbol{q}, t) = \frac{dr_i}{dt} = Hr_i - a(t)\,\dot B(t)\, s_i(\boldsymbol{q}),$$

$$\rho = \rho_0 |D_{ik}|^{-1} = \bar\rho(t) \left| \delta_{ik} - B(t) \frac{\partial s_i}{\partial q_k} \right|,$$

где r_i — эйлеровы, а q_i — лагранжевы координаты (см. *Лагранжа уравнения* в гидромеханике) частицы ($i, k = 1, 2, 3$), $s_i(q)$ — потенц. вектор смещения частиц, характеризующий нач. возмущения, $a(t)$ — масштабный фактор, описывающий расширение Вселенной, $H = \dot a/a$ — постоянная Хаббла, ф-ция $B(t)$ определяет рост возмущений с течением времени, $D_{ik} = \partial r_i/\partial q_k$ — тензор деформации, ρ_0 — нач. плотность, $\bar\rho$ — ср. плотность среды. Если $s_i = 0$, то $r_i = q_i a$. Это соотношение описывает невозмущённое расширение Вселенной и определяет связь лагранжевой и эйлеровой координат (см. *Эйлера уравнение* гидромеханики). Тензор $\partial s_i/\partial q_k$ в каждой точке можно привести к гл. осям и найти гл. значения $\alpha \geqslant \beta \geqslant \gamma$. Тогда для плотности среды получим:

$$\rho = \bar\rho\,[1 - B(t)\,\alpha]^{-1}\,[1 - B(t)\,\beta]^{-1}\,[1 - B(t)\,\gamma]^{-1}.$$

Пока возмущения малы, это соотношение эквивалентно

$$\rho = \bar\rho\,[1 + B(t)\,(\alpha + \beta + \gamma) + \ldots] = \bar\rho\,[1 + B(t)\,\partial s_i/\partial q_k],$$

к-рое совпадает с результатом теории возмущений в среде без давления.

На нелинейной стадии плотность стремится к бесконечности $[1 - B(t)\alpha \to 0]$ благодаря одномерному сжатию (фокусировке) вдоль гл. оси $\boldsymbol{n}_\alpha$, соответствующей гл. значению α. При этом в ортогональном $\boldsymbol{n}_\alpha$ направлении может происходить как расширение, так и сжатие (в зависимости от знаков β и γ). Фокусировка частиц впервые происходит в точке локального максимума $\alpha = \alpha_{\text{макс}}$ в момент $t_{\text{макс}}$, определяемый соотношением $1 - B(t_{\text{макс}})\alpha_{\text{макс}} = 0$. В дальнейшем фокусировка происходит на поверхности $\boldsymbol{n}_\alpha \nabla \alpha = 0$. Введение сколь угодно малой темп-ры среды ограничивает макс. плотность сжатого вещества и ликвидирует (формальную) сингулярность. В газодинамич. приближении после фокусировки возникает область сжатого газа («блин»), ограниченная ударной волной, в к-рой набегающий газ тормозится, сжимается и нагревается. В приближении бесстолкновительных частиц возникает многопотоковая область, ограниченная каустическими поверхностями (см. *Каустика*). В плотных «блинах» могут идти интенсивные процессы образования галактик и звёзд, обусловленные тепловой, гидродинамич. и гравитац. неустойчивостями. В настоящее время «блины» наблюдаются как гигантские сверхскопления галактик и отд. цепочки групп галактик. Увеличиваясь в размерах, «блины» со временем сливаются и создают единую крупномасштабную сетчатую структуру Вселенной. Для одномерных возмущений ($s_2 = s_3 = 0$) приведённое решение является точным. В общем случае оно описывает эволюцию неоднородностей в окрестности плотной области ($\alpha \gg |\beta|, |\gamma|$) с точностью $\Delta \sim |\beta + \gamma|/\alpha$. В зонах разрежения точность решения низкая.

При анализе структуры каустик нелинейная теория Г. н. опирается на теорию лагранжевых отображений или, точнее, на её частный случай — теорию особенностей градиентных отображений. Образование отд. «блинов», их слияние, появление разл. точек ветвления и др. процессы возникновения единой структуры — это примеры простейших «катастроф», т. е. проявление устойчивых особенностей градиентных отображений (см. *Катастроф теория*). Состояние развитой сетчатой структуры — интересный пример промежуточной асимптотики: структура существует конечное время, но затем происходит развал структуры на отд. облака и их последовательное собирание во всё более крупные комплексы. Степень развития крупномасштабной структуры и её эволюцию во времени изучают методами кластер-анализа и теории перколяции (см. *Протекания теория*). Интересно, что хотя в образующие структуру «блины» входит до 70% вещества, они занимают лишь ок. 10% объёма. Между яркими плотными «блинами» расположены громадные области пониженной плотности, не содержащие галактик (ярких). Существование единой сетчатой структуры — нетривиальный вывод теории.

В рамках нелинейной теории Г. н. статистич. параметры структуры Вселенной — ср. расстояние между «блинами», ср. размеры «блинов», ср. число богатых скоплений галактик в единице объёма и др. могут быть связаны с параметрами нач. спектра неоднородностей. Проверка выполнения этих соотношений — важный тест справедливости нелинейной теории. Осн. выводы нелинейной теории Г. н. и базирующейся на ней теории образования крупномасштабной структуры в нейтринной Вселенной (т. е. в случае, когда ср. плотность Вселенной определяется «газом» нейтрино с конечной массой покоя $\sim$ 30—100 эВ) хорошо совпадают с наблюдениями (не только качественно, но и по ряду количественных параметров).

Г. н. имеет место также при формировании звёзд (см. *Звездообразование*) и звёздных скоплений. Однако в этих масштабах существенна роль газового давления и тепловых процессов. Нелинейные стадии образования этих объектов изучаются гл. обр. методами численного моделирования.

Лит.: Лифшиц Е. М., Халатников И. М., Проблемы релятивистской космологии, «УФН», 1963, т. 80, с. 391; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Пиблс Ф. Дж. Э., Структура Вселенной в больших масштабах, пер. с англ., М., 1983; Шандарин С. Ф., Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Крупномасштабная структура Вселенной, «УФН», 1983, т. 139, с. 83. *А. Г. Дорошкевич.*

ГРАВИТАЦИО́ННАЯ ПОСТОЯ́ННАЯ — коэффициент пропорциональности G в ф-ле, описывающей *всемирного тяготения закон*.

Числовое значение и размерность Г. п. зависят от выбора системы единиц измерения массы, длины и времени. Г. п. G, имеющую размерность $L^3 M^{-1} T^{-2}$, где длина L, масса M и время T выражены в единицах СИ, принято называть кавендишевой Г. п. Она определяется в лабораторном эксперименте. Все эксперименты можно условно разделить на две группы.

В первой группе экспериментов сила гравитац. взаимодействия сравнивается с упругой силой нити горизонтальных крутильных весов. Они представляют собой лёгкое коромысло, на концах к-рого укреплены равные пробные массы. На тонкой упругой нити коромысло подвешено в гравитац. поле эталонных масс. Величина гравитац. взаимодействия пробных и эталонных масс (а следовательно, и величина Г. п.) определяется либо по углу закручивания нити (статич. метод), либо по изменению частоты крутильных колебаний весов при перемещении эталонных масс (динамич. метод). Впервые Г. п. с помощью крутильных весов определил в 1798 Г. Кавендиш (H. Cavendish).

Во второй группе экспериментов сила гравитац. взаимодействия сравнивается с силой тяжести, для чего используются рычажные весы. Этим способом Г. п. была впервые определена Ф. Йолли (Ph. Jolly) в 1878.

Значение кавендишевой Г. п., включённое Междунар. астр. союзом в Систему астр. постоянных (САП) 1976, к-рым пользуются до настоящего времени, получено в 1942 П. Хейлом (P. Heyl) и П. Хржановским (P. Chrzanowski) в Национальном бюро мер и стандартов США. В СССР Г. п. впервые была определена в Государственном астр. ин-те им. П. К. Штернберга (ГАИШ) при МГУ.

Во всех совр. определениях кавендишевой Г. п. (табл.) были использованы крутильные весы. Помимо названных выше, применялись и др. режимы работы крутильных весов. Если эталонные массы вращаются вокруг оси крутильной нити с частотой, равной частоте собственных колебаний весов, то по резонансному изменению амплитуды крутильных колебаний можно судить о величине Г. п. (резонансный метод). Модификацией динамич. метода является ротационный метод, в к-ром платформа вместе с установленными на ней крутильными весами и эталонными массами вращается с пост. угл. скоростью.

Авторы, место проведения, год публикации	Метод	Величина гравитационной постоянной 10^{-11}м³/кг·с²
Хейл, Хржановский (США), 1942	динамический	6,673±0,005
Роуз, Паркер, Бимс и др. (США), 1969	ротационный	6,674±0,004
Реннер (ВНР), 1970	ротационный	6,670±0,008
Фаси, Понтикис, Лукас (Франция), 1972	резонансный	6,6714±0,0006
Сагитов, Милюков, Монахов и др. (СССР), 1978	динамический	6,6745±0,0008
Лютер, Таулер (США), 1982	динамический	6,6726±0,0005

Приведённые в табл. среднеквадратич. ошибки указывают на внутр. сходимость каждого результата. Нек-рое расхождение значений Г. п., полученных в разных экспериментах, связано с тем, что определение Г. п. требует абсолютных измерений и поэтому возможны систематич. ошибки в отд. результатах. Очевидно, достоверное значение Г. п. может быть получено только при учёте разл. определений.

Как в теории тяготения Ньютона, так и в общей теории относительности (ОТО) Эйнштейна Г. п. рассматривается как универсальная константа природы, не меняющаяся в пространстве и времени и независящая от физ. и хим. свойств среды и гравитирующих масс. Существуют варианты теории гравитации, предсказывающие переменность Г. п. (напр., теория Дирака, скалярно-тензорные теории гравитации). Нек-рые модели расширенной *супергравитации* (квантового обобщения ОТО) также предсказывают зависимость Г. п. от расстояния между взаимодействующими массами. Однако имеющиеся в настоящее время наблюдательные данные, а также специально поставленные лабораторные эксперименты пока не позволяют обнаружить изменения Г. п.

Лит.: Сагитов М. У., Постоянная тяготения и масса Земли, М., 1969; Сагитов М. У. и др., Новое определение кавендишевой гравитационной постоянной, «ДАН СССР», 1979, т. 245, с. 567; Милюков В. К., Изменяется ли гравитационная постоянная?, «Природа», 1986, № 6, с. 96. *В. К. Милюков.*

ГРАВИТАЦИО́ННАЯ ФОКУСИРО́ВКА — свойство гравитирующего объекта отклонять проходящий мимо него поток частиц или излучения и собирать (фокусировать) его. Гравитирующий объект действует при этом наподобие оптич. или эл.-магн. линзы.

Г. ф. разреженного межзвёздного газа происходит, напр., при движении сквозь него звёзд и Солнца. Солнце своим тяготением собирает поток газа вдоль луча, направленного в сторону, противоположную движению Солнца. Уплотнение потока газа вдоль луча фокусировки непосредственно наблюдается по его излучению приборами, установленными на космических аппаратах.

При прохождении света вблизи гравитирующего тела траектория фотонов искривляется, свет притягивается к телу. Для обычных тел угол отклонения α мал, он выражается ф-лой

$$\alpha = 4GM/c^2b \text{ (радиан)},$$

где b — прицельный параметр, M — масса тяготеющего тела, G — *гравитационная постоянная*. В случае точечного источника света A, лучи к-рого идут к наблюдателю мимо тяготеющего тела B и огибают его с противоположных сторон, наблюдатель увидит два изображения точечного источника. Если источник света протяжённый, то наблюдатель увидит два сильно астигматич. изображения объекта. Тело B, к-рое своим тяготением искривляет лучи, получило назв. г р а в и т а ц и о н н о й л и н з ы. Если гравитирующая масса линзы B не сосредоточена в центре объекта, а распределена по нек-рому объёму, и лучи света могут свободно проходить через эту массу (такой случай реализуется для большей части объёма галактик или скоплений галактик), то траектории лучей будут более сложными. Наблюдатель сможет увидеть два или три изображения светящегося объекта. Третий луч может проходить через центр. часть гравитац. линзы, почти не отклоняясь от своего пути.

Проявление, по крайней мере, одной гравитац. линзы уже обнаружено. Открыта пара *квазаров* QSO 0957+ +561 A, B, находящихся на 5,7″ друг от друга, имеющих идентичные спектры с *красным смещением* $z=1,41$. Отношение потоков от компонентов A и B в радио-, ИК-, оптич.- и УФ-диапазонах практически одинаково ($\approx 0,8$), что является сильным подтверждением гипотезы гравитационной линзы. Гравитац. линзой в этом случае является галактика (или скопление галактик), лежащая по дороге от квазара к нам и создающая его двойное изображение.

Г. ф. света своеобразно проявляется при его распространении в пространстве, заполненном прозрачной для света тяготеющей материей, напр. в однородной расширяющейся Вселенной, в плотность к-рой осн. вклад вносит не обычное вещество, а частицы типа *нейтрино* (если они обладают массой, см. *Космология*). Тяготение материи, находящейся в конусе лучей, искривляет их. Чем дальше объект, тем бо́льшая масса содержится в конусе лучей, тем больше искривление. Это приводит к тому, что, начиная с нек-рого расстояния во Вселенной, более далёкий объект имеет бо́льшие угловые размеры, чем такой же объект, расположенный ближе.

Открытие гравитац. линз является ещё одним подтверждением *общей теории относительности*.

Лит.: З е л ь д о в и ч Я. Б., Н о в и к о в И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; М у х а н о в В. Ф., Двойной квазар QSO 0957+561 A, B — гравитационная линза?, «УФН», 1981, т. 133, с. 729. *И. Д. Новиков.*

ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ э л е м е н т а р н ы х ч а с т и ц — тип фундам. взаимодействий (наряду с сильным, эл.-магн. и слабым), к-рый характеризуется участием гравитац. поля (поля тяготения) в процессах взаимодействия. По совр. представлениям, любое взаимодействие частиц осуществляется путём обмена между ними виртуальными (или реальными) частицами — переносчиками взаимодействия. Так, переносчиком эл.-магн. взаимодействия является квант эл.-магн. поля — фотон, переносчиком слабого взаимодействия в совр. объединённой теории *электрослабого взаимодействия* — *промежуточные векторные бозоны*. Предполагается, что сильное взаимодействие переносят *глюоны*, «склеивающие» *кварки* внутри адронов. Для Г. в. вопрос о переносчиках далеко не прост, и сама теория Г. в. в том виде, в каком она существует в настоящее время, занимает особое место в физ. картине мира.

Формально Г. в.— самое слабое из четырёх фундам. взаимодействий. Действительно, согласно закону всемирного тяготения Ньютона, сила F_g взаимодействия двух точечных масс (размеры к-рых малы по сравнению с расстоянием r между ними) равна

$$F_g = \frac{Gm_1m_2}{r^2}, \tag{1}$$

где m_1, m_2 — массы частиц, $G \approx 6{,}67 \cdot 10^{-8}$ см^3/г·с^2 — *гравитационная постоянная*. Отношение F_g для двух протонов к кулоновской силе электростатич. взаимодействия между ними равно 10^{-36}. Этого соотношения не изменяет и учёт релятивистских эффектов вплоть до расстояний, равных *комптоновской длине волны* протона. Величину $\sqrt{G}m$ можно назвать «г р а в и т а ц и о н н ы м з а р я д о м». При таком определении «заряда» ф-ла (1) совпадает с законом Кулона для взаимодействия электрич. зарядов (при этом слово «электрический» всюду следует заменить словом «гравитационный»). Гравитац. заряд пропорционален массе тела. Поэтому, по второму закону Ньютона, ускорение, вызываемое силой (1), не зависит от массы ускоряемого тела. Этот факт, проверенный с большой точностью, наз. *эквивалентности принципом*. Его релятивистское обобщение вследствие соотношения между массой и энергией, $\mathcal{E}=mc^2$, требует, чтобы в релятивистской теории Г. в. гравитац. заряд был пропорционален энергии, т. е. полной массе m, а не массе покоя, как в ф-ле (1). Это обусловливает универсальность Г. в. Нет такого вида материи, к-рый имел бы нулевой гравитац. заряд. Именно это свойство Г. в. отличает его от др. фундам. взаимодействий элементарных частиц. Кроме того, при больших энергиях частиц Г. в. уже нельзя считать слабым. При энергии $\mathcal{E}=ec^2/\sqrt{G} \approx 10^{18}$ ГэВ гравитац. заряд частицы $\sqrt{G}\mathcal{E}/c^2$ становится равным её электрич. заряду e, и при очень высоких энергиях Г. в. может стать основным.

Важнейшее свойство гравитац. поля состоит в том, что оно определяет геометрию пространства-времени, в к-ром движется материя. Геометрия мира не может быть задана изначально и изменяется при движении материи, создающей гравитац. поле (см. *Тяготение*). А. Эйнштейн сделал такой вывод из свойства универсальности Г. в. и построил релятивистскую теорию гравитации — общую теорию относительности (ОТО). Эксперименты подтверждают справедливость ОТО в случае слабых гравитац. полей (когда гравитац. потенциал по абс. величине много меньше c^2). Для сильных полей она ещё не проверена, поэтому мыслимы и др. теории Г. в.

ОТО возникла как обобщение спец. теории относительности. Др. теории гравитации возникали и возникают как отражение успехов физики элементарных частиц, как теоретической, так и экспериментальной. Напр., теория гравитации Эйнштейна — Картана — Траутмана (т. н. гравитация с кручением; Эйнштейн, Э. Картан, А. Траутман, 1922—72) расширяет принцип эквивалентности в том смысле, что гравитац. поле в этой теории взаимодействует не только с энергией (тензором энергии-импульса) частиц, но и с их спином. В т. н. f — g теории гравитации К. Дж. Айшема, А. Салама и Дж. Стразди (1973) предполагается существование двух гравитац. полей: носители одного из них — безмассовые частицы спина 2 (обычная, «слабая» гравитация ОТО), это поле взаимодействует с *лептонами*, а др. поле переносится массивными частицами спина 2 («сильная» гравитация) и взаимодействует с адронами. Истоки этой теории в аналогии с *векторной доминантности моделью* в эл.- магн. взаимодействии, её появление вызвано открытием f-мезона — массивной частицы со спином 2. Известна ещё скалярно-тензорная теория гравитации Бранса — Дикке — Йордана (К. Бранс, Р. Г. Дикке, Т. Йордан, 1959—61), к-рая явилась развитием идеи П. Дирака об изменении со временем фундам. физ. констант и *констант взаимодействия*. Однако предсказания этой теории в пределе слабых полей, по-видимому, не согласуются с имеющимися эксперим. данными. А. Д. Сахаров (1967) выдвинул идею о гравитации как индуцированном взаимодействии, по аналогии с силами Ван-дер-Ваальса, к-рые, как известно, имеют эл.-магн. природу. В этой теории Г. в.— не фундам. взаимодействие, а результат квантовых флуктуаций всех др. полей. В настоящее время достигнут большой прогресс в этом направлении в результате того, что успехи квантовой теории поля (КТП) сделали возможным вычисление индуцированной гравитац. постоянной G, к-рая в этом случае выражается через параметры этих квантовых полей.

Теория тяготения — классич. теория. Квантовая теория гравитации ещё не создана. Необходимость квантования вызвана тем, что элементарные частицы — объекты квантовой природы, и поэтому соединение классического взаимодействия и квантованных источников этого взаимодействия представляется непоследовательным.

Создание квантовой теории гравитации наталкивается на большие матем. трудности, возникающие вследствие нелинейности ур-ний поля, сложности калибровочной группы (при квантовании ОТО и теории Эйнштейна — Картана), существования ур-ний нач. условий и отсутствия глобальной группы Пуанкаре, столь важной для физики элементарных частиц. Существует неск. методов квантования таких сложных матем. объектов; эти методы развиваются и совершенствуются (см. *Квантовая теория гравитации*). Как и в квантовой электродинамике (КЭД), при вычислениях появляются *расходимости*, однако, в отличие от КЭД, квантовая теория гравитации оказывается неперенормируемой. Здесь имеется аналогия с теорией слабого взаимодействия, к-рая тоже, взятая отдельно, вне связи с др. взаимодействиями, неперенормируема. И только объединение слабого и эл.-магн. взаимодействий (на основе идеи о т. н. *спонтанном нарушении симметрии*) позволило построить единую перенормируемую теорию *электрослабого взаимодействия*. В этой связи большие надежды возлагаются на *супергравитацию*—теорию, в к-рой объединены все взаимодействия на основе *суперсимметрии* и в к-рой, кроме *гравитонов* (безмассовых частиц со спином 2, бозонов), имеются и др. частицы—переносчики Г. в.— фермионы, получившие назв. *гравитино*.

Интерес к созданию квантовой теории гравитации не является чисто академическим. Связь Г. в. со всеми видами материи и с пространственно-временны́м многообразием неизбежно приведёт в будущей квантовой теории к квантованию пространства-времени и к изменению наших взглядов не только на пространство и время на сверхмалых расстояниях и промежутках времени, но и на понятие «частицы», на процедуру измерений в микромире, к изменению структуры совр. теорий элементарных частиц.

Нек-рые контуры этих изменений уже просматриваются. Это прежде всего проблема расходимостей в квантовой теории поля (КТП). Расходимость, напр., собств. энергии электрически заряженной частицы появляется уже в классич. электродинамике. Полная масса классич. заряженной тонкой сферы, имеющей заряд e и размер r_0, равна

$$M = M_0 + \frac{e^2}{2r_0c^2}\,, \tag{2}$$

где M_0 — *затравочная масса*. При $r_0 \to 0$ масса M становится бесконечной. Эта расходимость не устраняется и в квантовой теории, только она становится более слабой — логарифмической. Если учесть Г. в., то вместо (2) получится соотношение:

$$M = M_0 + \frac{e^2}{2r_0c^2} - \frac{GM^2}{2r_0c^2}. \tag{3}$$

Важной особенностью ф-лы (3) является то, что добавка за счёт Г. в. зависит (вследствие принципа эквивалентности) от полной массы M, а не от затравочной массы M_0. Из (3) имеем:

$$M = -\frac{r_0c^2}{G} + \left[\frac{r_0^2c^4}{G^2} + \frac{e^2}{G} + \frac{M_0r_0c^2}{G}\right]^{1/2}. \tag{4}$$

Если устремить r_0 к нулю, то

$$M \longrightarrow \frac{e}{\sqrt{G}}\,, \tag{5}$$

т. е. расходимость собств. энергии в этом случае исчезает уже в классич. теории.

К вопросу о расходимостях можно подойти с др. стороны. Взаимодействие в КТП представляет собой обмен виртуальными частицами сколь угодно больших энергий. Поэтому при интегрировании по этим энергиям получаются расходящиеся выражения. В ОТО частицы не могут быть точечными. Их миним. размер определяется *гравитационным радиусом* r_g. Чем больше масса (энергия), тем больше гравитац. радиус:

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}\,. \tag{6}$$

Если тело массы M сжато до размеров, меньших r_g, то оно превращается в *чёрную дыру* с размерами r_g. В квантовой теории также есть предел локализации частицы — её комптоновская длина волны $l_C = \hbar/Mc$, к-рая, очевидно, не может быть меньше гравитац. радиуса: $l_C \geqslant r_g$. Поэтому появляется надежда, что в теории, учитывающей Г. в., промежуточные состояния со сколь угодно большими энергиями не возникнут и, следовательно, расходимости исчезнут (имеются в виду *ультрафиолетовые расходимости*). Макс. масса (энергия) частиц соответствует равенству $l_C = r_g$ и равна

$$M_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 10^{-5}\ \text{г}. \tag{7}$$

Эта величина наз. **планковской массой**, и ей соответствует **планковская длина**

$$l_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \approx 10^{-33}\ \text{см}. \tag{8}$$

М. А. Марков предположил (1965), что могут существовать элементарные частицы массы M_{Pl} и что эти частицы имеют максимально возможную для элементарной частицы массу. Он назвал эти частицы *максимонами*. Заряж. максимоны будут иметь массу [по ф-ле (5)]:

$$M = \frac{e}{\sqrt{G}} \approx 10^{-6}\ \text{г}, \tag{9}$$

где e — величина заряда электрона. Марков назвал их **фридмонами**. Фридмоны и максимоны обладают рядом необычных свойств. Так, геометрия внутри этих частиц может существенно отличаться от геометрии снаружи, и мыслимы такие фридмоны и максимоны, внутри к-рых находятся целые вселенные. Вполне возможно, что квантовые образования, подобные максимонам и фридмонам, определяли ранние этапы эволюции Вселенной и задавали нач. вакуум единого взаимодействия, к-рое при расширении Вселенной посредством, напр., механизма спонтанного нарушения симметрии расчленилось на четыре взаимодействия, известных в настоящее время. По крайней мере, совр. направление развития физики элементарных частиц не исключает, а скорее предполагает такую возможность.

Не только квантовая гравитация может оказать существ. влияние на теорию др. взаимодействий. Несомненно, будет иметь место и обратное влияние. Исследования по КТП в искривлённом пространстве-времени, исследования испарения чёрных дыр, рождения частиц в космологии показывают, что квантовая теория полей (не гравитационных) приводит к эффективному видоизменению ур-ний Эйнштейна. Наконец, в совр. объединённых теориях взаимодействия элементарных частиц плотность энергии вакуума может быть отлична от нуля и, следовательно, обладать собств. гравитац. полем.

Всё это свидетельствует о том, что создание квантовой теории Г. в. невозможно без учёта др. фундам. взаимодействий и, наоборот, теория др. взаимодействий не будет полна и свободна от внутр. противоречий без учёта Г. в. Достигнуть подобного объединения Г. в. с др. взаимодействиями, возможно, удастся в рамках интенсивно развивающейся теории струн.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Сахаров А. Д., Вакуумные квантовые флуктуации в искривлённом пространстве и теория гравитации, «ДАН СССР», 1967, т. 177, с. 70; Марков М. А., О природе материи, М., 1976; Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; Альберт Эйнштейн и теория гравитации. Сб. ст., М., 1979; Гриб А. А., Мамаев С. Г., Мостепаненко В. М., Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях, М., 1980; Sivaram C., Sinha K. P., Strong spin-two interaction and general relativity, «Phys. Repts», 1979, v. 51, p. 113; Adler S. L., Einstein gravity as a symmetry-breaking effect in quantum field theory, «Revs. Mod. Phys.», 1982, v. 54, p. 729. *В. А. Березин.*

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — см. *Гравитационные волны.*

ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ — то же, что поле тяготения. См. *Тяготение.*

ГРАВИТАЦИОННОЕ СМЕЩЕНИЕ — изменение частоты эл.-магн. излучения при его распространении в гравитац. поле. См. в ст. *Красное смещение.*

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ — изменения гравитац. поля, распространяющиеся в пространстве с фундам. скоростью c. Г. в. излучаются массами, движущимися с перем. ускорением. Подобно электродинамике, предсказывающей существование не связанного с зарядами свободного эл.-магн. поля — электромагнитных волн, релятивистская теория гравитации — общая теория относительности (ОТО) — предсказывает существование не связанного с массами свободного гравитац. поля — Г. в. Воздействуя на тела, Г. в. должны вызывать относит. смещение их частей (деформацию тел). На этом явлении основаны попытки обнаружения Г. в., однако они до сих пор не обнаружены из-за чрезвычайно малой интенсивности и крайне слабого взаимодействия с веществом.

Распространение Г. в. Слабые Г. в. представляют собой возмущения гравитац. поля, к-рые описываются симметричным тензором второго ранга $h_{\mu\nu}$, соответствующим малым возмущениям метрики Минковского (см. *Минковского пространство-время*) $\eta_{\mu\nu}$ ($|h_{\mu\nu}|\ll 1$):

$$g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}+h_{\mu\nu},\quad \mu,\ \nu=0,\,1,\,2,\,3. \tag{1}$$

Тензор $h_{\mu\nu}$ рассматривается как тензорное поле на фоне плоского пространства-времени, при этом все операции поднимания и опускания тензорных индексов производятся с помощью невозмущённого метрического тензора $\eta_{\mu\nu}$.

При определ. выборе системы отсчёта (или при определ. калибровке), аналогичной лоренцовой калибровке в электродинамике, на $h_{\mu\nu}$ налагаются дополнит. условия:

$$\frac{\partial \bar{h}_{\mu}^{\nu}}{\partial x^{\nu}}=0, \tag{2}$$

где $\bar{h}_{\mu}^{\nu}=h_{\mu}^{\nu}-\frac{1}{2}\delta_{\mu}^{\nu}h$, $h=h_{\mu}^{\mu}=\eta^{\mu\nu}h_{\mu\nu}$, δ_{μ}^{ν} — символ Кронекера (по совпадающим верхнему и нижнему индексам производится суммирование). В этой калибровке линеаризованные уравнения Эйнштейна в пустоте сводятся к волновому ур-нию для $h_{\mu\nu}$:

$$\Box h_{\mu}^{\nu}\equiv\left(\Delta-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)h_{\mu}^{\nu}=0, \tag{3}$$

где $\Box$ — *Д'Аламбера оператор*, Δ — *Лапласа оператор*.

В малой области пространства-времени Г. в. можно считать плоской. Если в качестве оси x выбрать направление распространения волны, то подходящим выбором системы отсчёта можно обратить в нуль все компоненты $h_{\mu\nu}$, кроме компонент $h_{22}=-h_{33}\equiv h_+$ и $h_{23}\equiv h_\times$, т. е. Г. в. является поперечной, а поляризация волны определяется след. двумерным тензором второго ранга в плоскости yz:

$$h_{ab}=\begin{pmatrix} h_+ & h_\times \\ h_\times & -h_+ \end{pmatrix},\quad a,\,b=2,\,3. \tag{4}$$

Компоненты h_+ и $h_\times$ описывают две независимые поляризации Г. в., к-рые отличаются друг от друга поворотом на угол $\pi/4$ в плоскости yz (рис. 1).

Если в отсутствие Г. в. квадрат расстояния между соседними пробными частицами равен

$$dl_0^2=dx^2+dy^2+dz^2, \tag{5}$$

то в волне расстояние оказывается переменным:

$$dl^2=dl_0^2+h_+(dy^2-dz^2)+2h_\times\,dx\,dy. \tag{6}$$

Из (6) становится ясным физ. смысл величин h_+ и $h_\times$: этими величинами определяются относит. смещения

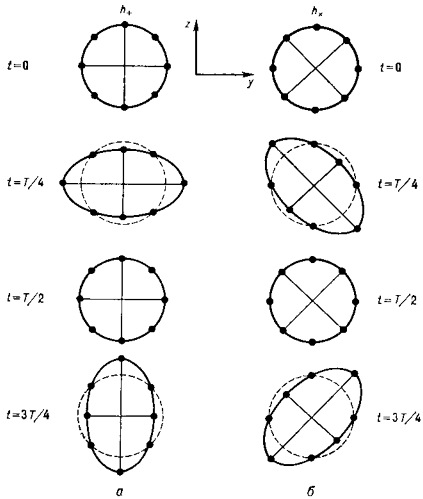


Рис. 1. Смещение пробных частиц в поляризованной гравитационной волне для двух независимых поляризаций. До начала прохождения волны частицы располагались на окружности. Каждый рисунок показывает последовательные положения частиц через четверть периода волны.

(а также относит. скорости и ускорения) пробных частиц в гравитац. волне (рис. 1).

Поток энергии в Г. в. направлен вдоль оси распространения волны и равен

$$t^{0x}=\frac{c^3}{16\pi G}\left(\dot{h}_+^2+\dot{h}_\times^2\right), \tag{7}$$

где G — гравитац. постоянная.

Величина (7) представляет собой компоненту т. н. псевдотензора энергии-импульса гравитац. поля.

В отличие от истинного тензора, любая компонента псевдотензора может быть локально обращена в нуль соответствующим выбором системы отсчёта. Последнее есть следствие *эквивалентности принципа*: локально гравитац. поле может быть устранено переходом в ускоренную систему отсчёта. Однако после усреднения по мн. длинам волн псевдотензор переходит в истинный тензор и усреднённая таким способом компонента $\langle t^{0x} \rangle$ уже не может быть обращена в нуль никаким выбором системы отсчёта. Это означает, что, в отличие от эл.-магн. волны, энергия Г. в. не локализована.

Понятие слабой Г. в. обобщается и на случай, когда фоновое пространство-время является произвольно искривлённым, $\overset{(0)}{g}_{\mu\nu} \neq \eta_{\mu\nu}$, т. е. пространство-время не является пространством-временем Минковского. Если длина волны $\lambda \ll R$, где R — характерный радиус кривизны фонового пространства-времени, то $h_{\mu\nu}$ в волне описывается ур-нием

$$h_{\mu\nu}{}^{;\rho}{}_{;\rho} = 0\,, \qquad (8)$$

где «;» означает ковариантное дифференцирование. Ур-ние (8) является обобщением ур-ния (3). И в этом случае псевдотензор энергии-импульса, усреднённый по участкам пространства-времени с размерами L, такими, что $\lambda \ll L \ll R$, превращается в истинный тензор в фоновом пространстве-времени и описывает влияние самих Г. в. на фоновую кривизну. Указанное обобщение представляет большой интерес, напр., в космологии при рассмотрении т. н. космологич. (или первичных) Г. в., распространяющихся на фоне однородной и изотропной Вселенной (пространство-время Фридмана).

Кроме того, известны точные решения ур-ний Эйнштейна, к-рые представляют собой обобщения слабой Г. в. на случай сильного гравитац. поля ($|h_{\mu\nu}| \sim 1$). В дальнейшем будет рассмотрено излучение слабых Г. в.

Источники Г. в. Ур-ния Эйнштейна при наличии материи могут быть записаны в виде:

$$\Box \bar{h}^{\mu}_{\nu} = \frac{16\pi G}{c^4}\tau^{\mu}_{\nu}, \qquad (9)$$

где $\tau^{\mu}_{\nu} = T^{\mu}_{\nu} + t^{\mu}_{\nu}$, T^{μ}_{ν} — тензор энергии-импульса материи, а t^{μ}_{ν} — псевдотензор гравитац. поля. Решение (9) имеет вид:

$$\bar{h}^{\mu}_{\nu} = -\frac{4G}{c^4}\int (\tau^{\mu}_{\nu})_{t-R/c}\, dV/R \qquad (10)$$

(dV — элемент объёма). Ф-ла (10) справедлива для любых источников. Но если массы в источнике движутся со скоростями, много меньшими скорости света, то решение (10) можно существенно упростить, положив всюду в (10) $R = R_0$, где R_0 — расстояние от центра масс системы до точки, в к-рой определяется $h_{\mu\nu}$. Если воспользоваться соотношением

$$\frac{\partial \tau^{\mu}_{\nu}}{\partial x^{\mu}} = 0, \qquad (11)$$

к-рое непосредственно вытекает из (2) и (9), то, дважды применяя интегрирование по частям и ф-лу Гаусса, можно показать, что (10) в пределе медленных движений сводится к выражению

$$h_{ik} = -\frac{2G}{3c^4 R_0}\ddot{D}_{ik}, \quad i,\ k = 1,\ 2,\ 3, \qquad (12)$$

где $D_{ik} = \int \rho[3\, x^i x^k - (x^i)^2] dV$ — тензор квадрупольного момента (ρ — плотность материи в источнике).

В ОТО, в отличие от электродинамики, отсутствует дипольное гравитац. излучение: вследствие равенства тяжёлой (гравитац.) и инертной массы, а также закона сохранения импульса вторая производная по времени от дипольного момента $d_i = \int \rho x^i\, dV$ (определяющая дипольное излучение) обращается в нуль, $\ddot{d}_i = \int \dot{p}^i\, dV$ (где p^i — компонента плотности импульса). Т. о., гравитац. излучение носит в осн. квадрупольный характер [h_{ik}, связанные с более высокими мультиполями, много меньше, чем величина (12)].

Из (7) и (12) следует, что вдали от источника поток энергии излучения $\mathscr{E}_{\text{гр}}$ в элемент телесного угла, проинтегрированный по всем направлениям, равен

$$L_{\text{гр}} = \int t^{0r} R^2\, d\Omega = -\frac{d\mathscr{E}_{\text{гр}}}{dt} = \frac{G}{45c^5}\dddot{D}^2_{ik}. \qquad (13)$$

Скорость потери энергии за счёт излучения Г. в. может быть получена и без привлечения псевдотензора энергии-импульса гравитац. поля. Показано, что в ближней неволновой зоне гравитац. поле может быть описано модифицированным потенциалом, к-рый отличается от обычного ньютоновского потенциала качеств. добавкой

$$\Phi^{\text{реак}} = \frac{G}{15c^5}\overset{\,\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot}{D}_{ik} x^i x^k, \qquad (14)$$

соответствующей силе реакции излучения (аналог силы радиац. трения в электродинамике)

$$\boldsymbol{F}^{\text{реак}} = -m\nabla\Phi^{\text{реак}}. \qquad (15)$$

Тогда потеря энергии системой (источником) равна

$$\frac{d\mathscr{E}^{\text{реак}}}{dt} = \int \boldsymbol{v}\boldsymbol{F}^{\text{реак}}\, dV = -\frac{G}{45c^5}\overset{\,\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot}{D}_{ik}\dot{D}_{ik}. \qquad (16)$$

Усредняя (16) по неск. периодам или характерным временам, дважды применяя интегрирование по частям, приходим к той же величине скорости потери энергии, что и (13).

Учитывая, что по порядку величины $\dddot{D}_{ik} \sim mr^2/T^3 \sim mv^3/r$ (m, r, T и v — характерные масса, размер, время и скорость в несферич. самогравитирующей системе), из (13) можно получить простые оценочные ф-лы:

$$L_{\text{гр}} \sim \frac{G}{c^5}\left(\frac{m}{r}\right)^2 v^6 \sim L_0\left(\frac{r_g}{r}\right)^2\left(\frac{v}{c}\right)^6, \qquad (17)$$

где $L_0 \equiv c^5/G \approx 3{,}6\cdot 10^{59}$ эрг/с, r_g — *гравитационный радиус* источника. Для гравитационно связанных систем

$$v \sim \left(\frac{Gm}{r}\right)^{1/2}, \quad T \sim \left(\frac{r^3}{Gm}\right)^{1/2}, \qquad (18)$$

и поэтому

$$L_{\text{гр}} \sim L_0\left(\frac{r_g}{r}\right)^5, \quad \Delta\mathscr{E}_{\text{гр}} \approx L_{\text{гр}}\cdot T \sim mc^2\left(\frac{r_g}{r}\right)^{7/2}. \qquad (19)$$

Т. к. из (12) следует, что

$$h \sim \left(\frac{r_g}{R}\right)\left(\frac{v}{c}\right)^2, \qquad (20)$$

то

$$h \sim 3\cdot 10^{-18}\left(\frac{\varepsilon}{0{,}1}\right)^{2/7}\frac{(m/M_{\odot})}{(R/10_{\text{кпк}})}, \qquad (21)$$

где $\varepsilon = \Delta\mathscr{E}_{\text{гр}}/mc^2 \sim (r_g/r)^{7/2}$ — эффективность гравитац. излучения.

Осн. источниками Г. в. являются след. астрофиз. объекты и явления: двойные звёздные системы (излучение носит периодич. характер); быстро вращающиеся (не аксиально симметричные по форме) *пульсары* (периодич. излучение); столкновения компактных объектов — *нейтронных звёзд* или *чёрных дыр* — в плотных скоплениях (излучение носит характер всплесков); взрывы сверхновых (всплески); несферич. коллапс, к-рый может предшествовать взрыву сверхновой (всплески); космологич. Г. в. (излучение носит характер стохастич. шума) и др.

На рис. 2 показаны оценки амплитуд гравитац. излучения от осн. астрофиз. источников.

Проблема обнаружения (детектирования) Г. в. Мощность гравитац. излучения, к-рая может быть создана в лабораторных условиях генератором Г. в. даже при значительной его массе, весьма невелика. Напр., согласно расчётам, при собств. колебаниях кварцевого бруса объёмом в неск. м^3 с макс. амплитудой, ограниченной пределом прочности кварца, генерируемая мощность Г. в. составит лишь $\sim 10^{-20}$ Вт. Осн. причина низкой эффективности преобразования механич. энергии в энергию Г. в. состоит в малости гравитац. постоянной, к-рая входит как в ур-ния Эйнштейна, так и в закон всемирного тяготения Ньютона. Невелики и достижимые в экспериментах с макроскопич. телами ускорения (т. к. при больших ускорениях тела разрушаются). Если же использовать в качестве источников Г. в. микрообъекты — сгустки электронов или ионов, то выигрыш в величине ускорения компенсируется малостью массы и полная мощность Г. в. и в этом случае оказывается весьма незначительной. Поэтому именно на астрофиз. источники рассчитаны наземные лабораторные гравитац. антенны, работающие или создаваемые более чем в 20 лабораториях разных стран. Обнаружение на Земле всплесков гравитац. излучения от этих источников означало бы одновременно и появление качественно нового канала астрофиз. информации. В одной галактике можно ожидать одну астрофиз. катастрофу, сопровождающуюся значит. всплеском гравитац. излучения, примерно раз в 20—30 лет (с такой частотой в ср. происходят взрывы сверхновых в одной галактике). Поэтому, чтобы ориентироваться на регистрацию одного всплеска гравитац. излучения в месяц, необходимо иметь достаточно чувствительные наземные гравитац. антенны, способные обнаружить всплеск в любой из галактик, находящихся на расстоянии до 3 Мпк (в сфере с таким радиусом находятся ок. 300 галактик).

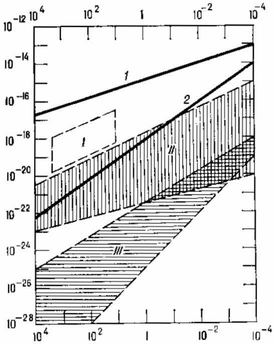


Рис. 2. По оси абсцисс отложена характерная частота гравитационной волны, в Гц, а по оси ординат—её безразмерная амплитуда. *1* — самые оптимистические оценки всплесков, *2* — фоновое гравитационное излучение, плотность энергии которого достаточна, чтобы сделать Вселенную закрытой; *I* — сверхновые в нашей Галактике, *II* — всплески гравитационного излучения, *III* — периодическое гравитационное излучение.

Гравитац. антенной может быть любая пара пробных масс (тел) или протяжённое тело и чувствит. устройство, регистрирующее малые относит. смещения масс или вызывающие их силы. Всплеск гравитац. излучения, распространяющийся со скоростью света, несёт изменение свойств (кривизны) пространства, воздействующее на пробные тела. Амплитуда возмущений гравитац. поля, вызванных Г. в., убывает обратно пропорционально расстоянию от источника (излучателя). При расстоянии между двумя свободными пробными телами l вариации этого расстояния, вызванные всплеском Г. в. с амплитудой $h \sim h_+ \sim h_\times$, по порядку величины равны $\Delta l \approx lh$. Оптимистич. оценка для величины h в Солнечной системе в случае взрыва сверхновой на расстоянии 3 Мпс лежит в пределах $(3-1)\cdot 10^{-19}$ (при длительности всплеска $\sim 10^{-4}-10^{-3}$ с). Более реалистич. оценка для того же случая: $h \approx 10^{-21}$ (выбор оценки зависит от неизвестной степени асимметрии взрыва сверхновой; см. рис. 2).

Наиболее перспективными считают два типа наземных гравитац. антенн. В первом типе вместо относит. смещений двух пробных масс регистрируют низкочастотные механич. колебания массивного цилиндра длиной $\sim 1-3$ м, вызванные Г. в. Во втором типе используются две свободные массы, разнесённые на расстояние $\sim 10^3-10^4$ м, и лазерный интерферометр для регистрации малых изменений этого расстояния (Δl) под действием Г. в. При ориентации на оптимистич. прогноз чувствительность датчиков для первого типа антенн должна быть не хуже $\Delta l \approx (2-3)\cdot 10^{-17}$ см, а для второго типа — не хуже $\Delta l \approx (2-3)\cdot 10^{-14}$ см. Криогенные СВЧ-датчики малых колебаний для первого типа и лазерные датчики для второго типа, обладающие такой чувствительностью, уже созданы.

Тепловые колебания вызывают помехи приёму Г. в. Наим. обнаружимая амплитуда вариации метрики h в классич. приближении для антенн первого типа может быть оценена из след. ф-лы:

$$(h_{\text{класс}})_{\text{мин}} \approx 4\sqrt{\frac{k}{\pi v^2}}\cdot\sqrt{\frac{T}{mQ}}\cdot\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{\text{гр}}}}, \qquad (22)$$

где v — скорость звука, T — абс. темп-ра, m — масса цилиндра, Q — добротность выбранной моды колебаний, τ — время усреднения, $\tau_{\text{гр}}$ — длительность импульса гравитац. излучения. В совр. антеннах первого типа при использовании масс порядка неск. т из алюминия или десятка кг из лейкосапфира или монокристаллич. кремния достигнута величина $m\cdot Q \approx 3\cdot 10^{13}$ г. При $T=2$ К и $\tau \approx \tau_{\text{гр}}$ эти антенны имеют, т. о., потенц. чувствительность $(h_{\text{класс}}) \approx 10^{-20}$. Реально достигнутый уровень чувствительности несколько хуже, $h \approx (3-1)\times\times 10^{-18}$.

В антеннах второго типа осн. помехой являются сейсмич. возмущения, к-рые могут быть устранены антисейсмич. фильтрами. Можно ожидать, что в ближайшие годы неск. антенн будут синхронно (в режиме совпадений) регистрировать возможные редкие всплески Г. в. с амплитудой $h \approx 1\cdot 10^{-19}$.

Следует отметить, что приведённый выше предел для $h_{\text{класс}}$ имеет квантовомеханич. ограничение. Если использовать непрерывную систему регистрации координаты, то

$$(h_{\text{квант}})_{\text{стандарт}} \approx \sqrt{\frac{4\hbar}{\pi v^2 m \tau_{\text{гр}}}}. \qquad (23)$$

Отказ от непрерывной системы регистрации координаты позволяет в принципе обнаруживать вариации метрики меньше, чем $(h_{\text{квант}})_{\text{стандарт}}$. Теория таких измерений, называемых *квантовыми неразрушающими измерениями*, детально разработана.

В 70-х гг. было получено косв. подтверждение существования Г. в. Долголетние наблюдения за двойной звездой, один компонент к-рой — пульсар PSR 1913+16, а другой, по-видимому, также нейтронная звезда, показали, что период обращения компонентов вокруг общего центра масс монотонно сокращается. Это сокращение периода означает сближение компонентов, к-рое, возможно, вызвано потерей энергии на Г. в. Числ. оценки изменения периода, вызываемого Г. в., удовлетворительно согласуются с известными данными о вращении тесной пары нейтронных звёзд.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звёзд, М., 1971; Брагинский В. Б., Манукин А. Б., Измерение малых сил в физических экспериментах, М., 1974; Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; Вайсберг Дж., Тейлор Дж., Фаулер Л., Гравитационные волны от пульсара в двойной системе, пер. с англ., «УФН», 1982, т. 137, с. 707.

В. Б. Брагинский, А. Г. Полнарёв.

ГРАВИТАЦИО́ННЫЙ ЗАХВА́Т в релятивистской теории тяготения — явление захвата тяготеющим центром прилетающей из бесконечности частицы из-за чисто гравитац. эффектов.

В ньютоновской теории *тяготения* чисто Г. з. в задаче двух тел невозможен. Частица, прилетающая из бесконечности, имеет неотрицат. полную энергию, движется относительно тяготеющего центра по параболе или гиперболе и снова улетает в бесконечность.

В общей теории относительности Г. з. частицы, прилетающей из бесконечности, становится возможным, если тяготеющим центром является *чёрная дыра*. В этом случае, если траектория частицы подходит достаточно близко к чёрной дыре, частица оказывается гравитационно захваченной и падает в чёрную дыру. Для нерелятивистских частиц, имеющих на бесконечности скорость $v_\infty \ll c$, сечение Г. з. невращающейся чёрной дыры определяется выражением:

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{c}{v_\infty}\right)^2 r_g^2.$$

Здесь r_g — *гравитационный радиус* чёрной дыры.

В др. предельном случае, когда ультрарелятивистская частица обладает скоростью $v_\infty \approx c$ (и для лучей света), сечение захвата

$$\sigma = \frac{27}{4}\pi r_g^2.$$

Это соответствует прицельному параметру захвата

$$l_{\text{зах}} = \frac{3}{2}\sqrt{3}\, r_g.$$

В случае вращающейся чёрной дыры выводы качественно остаются такими же, но сечение захвата становится асимметричным и критич. прицельный параметр, при к-ром ещё происходит захват, оказывается зависящим от ориентации вектора скорости частицы по отношению к оси вращения чёрной дыры. Так, для ультрарелятивистской частицы, летящей в плоскости экватора чёрной дыры, вращающейся с максимально возможной скоростью, прицельный параметр для частицы, облетающей чёрную дыру в сторону её вращения, равен $l_{\text{зах}} = r_g$, а для частицы, облетающей чёрную дыру в противоположную сторону, $l_{\text{зах}} = 3{,}5\ r_g$.

В случае, когда масса частицы не пренебрежимо мала по сравнению с массой чёрной дыры, сечение захвата увеличивается за счёт потери энергии на излучение *гравитационных волн*. Для частицы массой m, для к-рой выполняется соотношение $(c/v_\infty)^2(m/M) \gg 1$, где M — масса невращающейся чёрной дыры, сечение захвата, обусловленного гравитац. излучением,

$$\sigma = 2^{3/7}\pi \left(\frac{c}{v_\infty}\right)^{18/7} \left(\frac{m}{M}\right)^{2/7} r_g^2.$$

В случае такого захвата частица переходит на вытянутую квазиэллиптич. орбиту. Дальнейшая потеря энергии частицей на гравитац. излучение при движении по такой орбите приводит к её падению в чёрную дыру.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Новиков И. Д., Фролов В. П., Физика черных дыр, М., 1986.

И. Д. Новиков.

ГРАВИТАЦИО́ННЫЙ КОЛЛА́ПС — гидродинамич. сжатие космич. объекта под действием собств. сил тяготения, приводящее к значит. уменьшению его размеров. Для развития Г. к. необходимо, чтобы силы давления или отсутствовали вообще, или, по крайней мере, были недостаточны для противодействия силам гравитации. Г. к. возникает на двух крайних стадиях эволюции звёзд. Во-первых, рождение звезды начинается с Г. к. газопылевого облака, из к-рого звезда образуется, и, во-вторых, нек-рые звёзды заканчивают свою эволюцию посредством Г. к., переходя при этом в конечное состояние *нейтронной звезды* или *чёрной дыры*. Возможно, Г. к. случается также и в более крупных масштабах — на определённых этапах эволюции *ядер галактик*.

Осн. особенности Г. к. можно продемонстрировать на простейшем примере гидродинамич. сжатия сферически симметричного газового или пылевого облака. Если в нач. момент нек-рый тонкий сферич. слой вещества радиуса r_0 покоится, то, как показывает расчёт, под действием сил гравитации он стягивается к центру за время

$$t_0 = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{r_0^3}{2\alpha G M_0}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32\alpha\rho_0 G}}, \qquad (1)$$

где M_0 — полная масса, заключённая в сфере радиуса r_0, G — *гравитационная постоянная*, а $0<\alpha<1$ — коэф., учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления. В случае отсутствия сил давления (пыль) $\alpha=1$ и режим Г. к. наз. свободным падением. В приводимом здесь упрощённом рассмотрении α предполагается неизменным в процессе сжатия каждого слоя. Из ф-лы (1) видно, что t_0 определяется лишь величиной ср. плотности $\rho_0 = 3M_0/4\pi r_0^3$ и не зависит от закона $\rho(r)$, по к-рому изменяется плотность внутри сферы радиуса r_0.

В случае Г. к. однородной сферы (ρ и α постоянны вдоль радиуса) t_0 не зависит от r_0. Поэтому все слои достигают центра одновременно и к моменту $t=t_0$ однородная сфера стягивается в точку с бесконечной плотностью. В любой промежуточный момент $0 \leqslant t < t_0$ плотность постоянна внутри сферы, а скорость сжимающегося вещества пропорциональна расстоянию от центра (рис. 1).

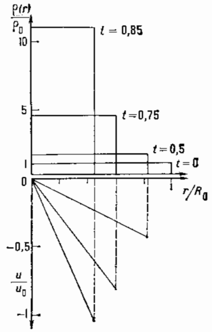


Рис. 1. Распределения плотности и скорости при гравитационном коллапсе однородной сферы. Коллапс начинается в момент $t=0$, когда радиус сферы равен R_0, плотность ρ_0 и скорость $u=0$ ($u_0 = \sqrt{2\alpha G M_0/R_0}$, t в единицах t_0).

Для значений t, близких к t_0, когда радиусы сжимающихся слоёв существенно уменьшаются ($r \ll r_0$), справедливы след. часто используемые соотношения (развитый Г. к.):

$$\rho = \frac{1}{6\pi\alpha G\,(t_0 - t)}, \qquad (2)$$

$$u = -\frac{2}{3}\,\frac{r}{t_0 - t} = -\sqrt{\frac{2\alpha G M}{r}}. \qquad (3)$$

Здесь $t_0 - t$ — время, оставшееся до возникновения бесконечной плотности, M — масса, заключённая в сфере радиуса r в момент t. Из (3) следует, что при развитом Г. к. скорость падения u близка к предельной скорости сжатия $-\sqrt{2\alpha GM/r}$.

В случае, когда в центре сферы присутствует точечная гравитирующая масса (включаемая в M_0), ф-ла (1) по-прежнему остаётся справедливой. Она описывает, по существу, процесс нестационарной *аккреции* вещества на гравитирующий центр. При нестационарной аккреции t_0 не остаётся постоянным, а уменьшается с уменьшением r_0. Поэтому в первую очередь к центру стягиваются близлежащие слои. Плотность и скорость становятся большими в окрестности центра, для развитого Г. к. в этом случае:

$$\rho \sim r^{-3/2} \quad \text{и} \quad u \sim -1/\sqrt{r}.$$

Г. к. связан с потерей устойчивости объекта по отношению к сжатию. После потери устойчивости с течением времени объект всё сильнее отклоняется от исходного состояния равновесия между силами давления и гравитации, причём силы гравитации начинают преобладать над силами давления, что вызывает дальнейшее ускорение сжатия. На языке изложенной выше элементарной теории это означает, что коэф. α, к-рый вначале очень мал, быстро увеличивается и становится близким к 1.

В основе Г. к. при рождении звёзд и при образовании нейтронных звёзд и чёрных дыр лежат совершенно различные физ. процессы. Однако гидродинамич. картина развития Г. к. в осн. чертах одинакова в обоих случаях.

Рождение звёзд связано с джинсовской *гравитационной неустойчивостью* межзвёздной среды. Большое значение имеет также повышение давления на границе протозвёздного газопылевого облака, к-рое может возникнуть либо в результате ионизации наружных слоёв облака излучением горячих молодых звёзд, либо при обтекании облака ударной волной от взорвавшейся по соседству сверхновой звезды, либо, наконец, при столкновении с др. газопылевым облаком. Г. к. протозвёздного облака облегчается тем, что значит. часть выделяющейся при сжатии гравитац. энергии идёт не на повышение противодействующего сжатию давления, а уносится в виде ИК-излучения, испускаемого молекулами и пылью.

При образовании нейтронных звёзд и чёрных дыр толчком к началу Г. к. служат потеря звездой устойчивости вследствие диссоциации атомных ядер на составляющие их нуклоны и (или) *нейтронизация вещества* звезды (массовый захват атомными ядрами электронов), сопровождаемые интенсивными потерями энергии путём испускания электронных нейтрино.

Начавшийся Г. к. развивается во всё более ускоренном темпе в осн. по двум причинам. Во-первых, затраты энергии на расщепление частиц вещества (диссоциация молекул и ионизация атомов при сжатии протозвёздных облаков, диссоциация атомных ядер при образовании нейтронных звёзд) приводят к снижению показателя адиабаты γ, а следовательно, давления p (p и ρ при адиабатич. сжатии связаны соотношением $p\sim\rho^{\gamma}$). С уменьшением радиуса R объёма, занятого заданной массой газа, плотность увеличивается как R^{-3}, а сила давления, пропорциональная R^2p, растёт соответственно как $R^{2-3\gamma}$. Поэтому сила тяжести, пропорциональная R^{-2}, будет возрастать при сжатии быстрее силы давления, если выполнено неравенство $2-3\gamma>-2$, или $\gamma<{}^4/_3$. Т. о., если γ меньше критич. значения ${}^4/_3$, то по мере сжатия сила давления становится всё меньше по сравнению с силой гравитации и Г. к. переходит в режим свободного падения ($\alpha\approx1$). Во-вторых, интенсивные потери энергии на излучение во время Г. к. приводят к существенному снижению коэф. пропорциональности между p и ρ^{γ}. В результате Г. к., начавшись при $\gamma<{}^4/_3$, может продолжаться, даже если впоследствии это неравенство и не выполняется.

В центре реальных объектов перед началом Г. к. плотность значительно больше, чем в наружных слоях. Кроме того, преобладание сил гравитации над силами давления сказывается сильнее вблизи центра, где вскоре после начала Г. к. $\alpha\approx1$, тогда как наружные слои остаются практически в равновесии ($\alpha\approx0$). Поэтому характерное время Г. к. t_0 для слоёв, расположенных вблизи центра, меньше, чем для удаленных слоёв, и Г. к. с самого начала развивается неоднородным образом: в центр. области объекта выделяется почти однородное коллапсирующее ядро, после чего в более медленном темпе начинают стягиваться к центру лишённые «опоры» внеш. слои. Детальное описание Г. к. можно получить лишь с помощью быстродействующих ЭВМ с учётом конкретных механизмов потерь энергии (ИК-излучение или нейтрино) и др. физ. свойств коллапсирующего вещества (*уравнения состояния*, кинетики сопутствующих элементарных процессов: диссоциации молекул, ионизации атомов, испарения пыли или диссоциации атомных ядер и нейтронизации). Сжатие выделившегося центр. ядра происходит примерно так же, как и Г. к. однородной сферы (рис. 1). Для наружных слоёв центр. ядро играет роль точечной массы, на к-рую они осаждаются в режиме нестационарной аккреции. Поэтому в первом приближении Г. к. можно представить как комбинацию этих простых вариантов сжатия (рис. 2). Расчёты на ЭВМ приводят к картине Г. к., качественно совпадающей с показанной на рис. 2.

Прекращение Г. к. связано со значит. увеличением плотности в центре коллапсирующего объекта (при одноврем. возрастании темп-ры). Прежде всего вблизи центра заканчиваются процессы диссоциации и ионизации и поэтому устанавливается неравенство $\gamma>{}^4/_3$. Затем центр. область коллапсирующего объекта становится непрозрачной для излучения и резко замедляется рост потерь энергии. В результате силы давления начинают расти быстрее сил гравитации и сжатие центр. ядра вскоре прекращается. Наступает вторая стадия Г. к.— выпадение (аккреция) на сколлапсировавшее ядро наружных слоёв оболочки. Ядро отделено от оболочки характерным минимумом в распределении скорости (рис. 2), в к-ром абс. величина скорости превышает скорость звука. Поэтому после остановки ядра вещество оболочки наталкивается на него со сверхзвуковой скоростью, образуя фронт сильной *ударной волны* (УВ), показанной на рис. 2 пунктиром. В центр. области объекта возникает избыток давления, под действием к-рого фронт УВ перемещается в наружном направлении. УВ не только останавливает падение оболочки, но может также придать наружным слоям скорость, направленную от центра. Этот обнаруженный в детальных расчётах Г. к. эффект наз. гидродинамич. отражением (или отскоком). Его существование важно для диагностики Г. к. в наблюдениях, и в частности для теории вспышек *сверхновых звёзд*.

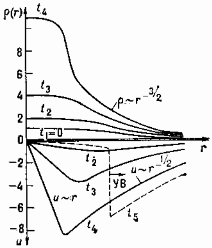


Рис. 2. Качественный вид распределений плотности и скорости при гравитационном коллапсе в последовательные моменты времени $t_1\,(=0)<t_2<\ldots<t_5$ (в условных единицах). УВ — фронт ударной волны. Распределение плотности в момент t_5 не показано.

После выпадения на ядро осн. массы оболочки и затухания вызванных гидродинамич. отражением пульсаций ядра Г. к. фактически заканчивается. Однако значит. доля выделившейся в процессе Г. к. энергии не успевает излучиться и оказывается запасённой в виде теплоты в образовавшемся плотном гидростатически равновесном объекте (в протозвезде или в горячей нейтронной звезде). Излучение этой энергии обеспечивается медленным (по сравнению с характерным временем Г. к. t_0) процессом лучистой (в случае нейтронной звезды — нейтринной) теплопроводности. Существенный вклад в перенос энергии от центра к поверхности объекта может вносить также *конвекция*. По мере излучения энергии протозвезда продолжает медленно сжиматься и постепенно освобождается от заключённых в ней больших запасов гравитац. энергии. В соответствии с *вириала теоремой*, темп-ра в центре протозвезды повышается и в конце концов достигает величины, достаточной для протекания *термоядерных реакций*,— протозвезда превращается в обычную *звезду*.

Горячая нейтронная звезда излучает почти всю свою тепловую энергию в виде нейтрино. Так же, как и в случае излучения энергии протозвездой, это происходит за время, значительно превышающее t_0, но радиус нейтронной звезды изменяется при этом мало. Различия Г. к. протозвезды и ядра проэволюционировавшей звезды видны из табл.:

Коллапсирующий объект	$M_0/M_{\odot}$	R_0, см	ρ_0, г/см³	t_0	$\mathscr{E}_0$, эрг	Способ выделения энергии
Протозвёздное облако	1,4	$1\cdot10^{17}$	$6,7\times10^{-19}$	$8,4\cdot10^{4}$ лет	$4\cdot10^{48}$	Эл.-магн. излучение (в осн. ИК-излучение)
Ядро звезды	1,4	$2\cdot10^{8}$	$8,3\cdot10^{7}$	0,23 с	$3\cdot10^{53}$	Нейтрино средних энергий (~10 МэВ)

В табл. приведены основные параметры Г. к., заканчивающихся образованием обычной и нейтронной звёзд с одинаковой массой 1,4 $M_{\odot}$ (солнечных масс). Для обычной звезды такая масса ничем не выделена, но для нейтронной звезды она близка к предсказываемой теорией эволюции звёзд наиболее вероятной величине и равна предельной массе вырожденного ядра звезды перед началом Г. к. (т. н. *Чандрасекара пределу*). Огромная разница в ср. исходном радиусе объектов R_0 и в ср. плотности ρ_0 приводит к сильному различию характерных времён t_0. Выделяемая при Г. к. протозвёздного облака энергия $\mathscr{E}_0$ включает энергию, излучённую протозвездой вплоть до начала термоядерных реакций, а при Г. к. ядра звезды — тепловую энергию горячей нейтронной звезды. В обоих случаях большая часть $\mathscr{E}_0$ излучается за время, значительно превышающее t_0: за $\approx 3\cdot10^7$ лет и ≈ 10 с соответственно.

Не исключено, что на конечных стадиях эволюции массивных звёзд могут создаваться условия, благоприятные для образования неустойчивых к Г. к. звёздных ядер с массой, превышающей предельную массу нейтронной звезды (2—3 $M_{\odot}$). При таких обстоятельствах Г. к. уже не может остановиться на промежуточном состоянии равновесной нейтронной звезды и продолжается неограниченно с образованием чёрной дыры. Осн. роль здесь играют эффекты *общей теории относительности*, и поэтому такой Г. к. наз. релятивистским. Количество выделенной в виде нейтрино энергии в этом случае может превышать 10^{54} эрг, а излучение может продолжаться неск. секунд (характерное время аккреции оболочки звезды).

На Г. к. могут существенно влиять вращение коллапсирующего объекта и его магн. поле. При сохранении момента кол-ва движения и магн. потока скорость вращения и магн. поле возрастают в процессе сжатия, что может, вообще говоря, изменить картину Г. к. не только в количественном, но и в качественном отношении. Напр., в отсутствие сферич. симметрии становятся возможными потери энергии путём излучения *гравитационных волн*. Достаточно сильное нач. вращение может привести к остановке Г. к. на промежуточной стадии, когда дальнейшее сжатие окажется возможным лишь при наличии к.-л. механизмов потери момента количества движения или при фрагментации объекта на сгустки меньших размеров. Количественная теория Г. к. с учётом вращения и (или) магн. поля только начинает своё развитие и опирается на достижения совр. вычислит. математики. Результаты, полученные для Г. к. без учёта вращения и магн. поля, имеют тем не менее важное прикладное значение и являются в ряде случаев, по-видимому, хорошим приближением к действительности.

Г. к. представляет собой сложный процесс, сигнализирующий о начале и конце эволюции звёзд. Исследования Г. к. приобрели в последнее время особый интерес в связи как с достижениями *инфракрасной астрономии*, к-рая позволяет наблюдать за рождением звёзд, так и с постройкой подземных нейтринных обсерваторий, способных зарегистрировать вспышку нейтринного излучения в случае образования нейтронных звёзд и чёрных дыр в нашей Галактике.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звёзд, М., 1971; Шкловский И. С., Звёзды: их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984; Физика космоса. Маленькая энциклопедия, 2 изд., М., 1986. *Д. К. Надёжин.*

ГРАВИТАЦИОННЫЙ ПАРАДОКС (парадокс Неймана — Зеелигера) — вывод о том, что ньютоновская теория тяготения приводит, вообще говоря, к бесконечным значениям гравитац. потенциала и тем самым не позволяет однозначно определить абсолютные и относительные гравитац. ускорения частиц в бесконечной Вселенной, заполненной бесконечным кол-вом вещества (напр., однородно распределённого). Назв. по именам К. Неймана (K. Neumann) и X. Зеелигера (H. Seeliger), сформулировавших его в 19 в.

В теории тяготения Ньютона гравитац. потенциал φ удовлетворяет *Пуассона уравнению*

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho, \tag{1}$$

где G — *гравитационная постоянная*, ρ — плотность вещества. Решение ур-ния (1) записывается в виде

$$\varphi = G\int\frac{\rho dV}{r} + C, \tag{2}$$

где r — расстояние между элементом объёма dV и точкой, в к-рой определяется потенциал φ, C — произвольная постоянная. Если при $r\to\infty$ ρ убывает быстрее, чем r^{-2}, то интеграл (2) сходится, потенциал определим. Если с увеличением расстояния ρ спадает медленнее, чем r^{-2} (напр., для однородного распределения материи $\rho=\mathrm{const}$), интеграл (2) расходится. Гравитац. ускорение, создаваемое тяготением вещества, $\boldsymbol{F}=\mathrm{grad}\,\varphi$, неопределённо (может принимать любые, в т. ч. и бесконечные, значения в зависимости от способа интегрирования) в том случае, если при $r\to\infty$ ρ спадает медленнее, чем r^{-1}, а относительные гравитац. ускорения частиц

$$dF_i = \sum_{j=1}^{3}\frac{\partial F_i}{\partial x^j}dx^j \tag{3}$$

неопределённы для распределений ρ, не убывающих при $r\to\infty$.

Опыт показывает, что в реальной Вселенной тяготение определяется в осн. близкими массами и гравитац. влияние далёких масс пренебрежимо мало, т. е. Г. п. отсутствует. Однако в рамках ньютоновской теории тяготения свободные от Г. п. модели строения Вселенной удавалось построить лишь в предположении весьма спец. характера пространственного распределения бесконечной системы масс, для к-рого ср. плотность вещества во Вселенной была равна нулю. Г. п. является проявлением ограниченности применимости ньютоновской теории тяготения. Эта теория неприменима для сильных гравитац. полей и, в частности, при распределениях бесконечного кол-ва вещества в бесконечном пространстве. В этих случаях необходимо использовать релятивистскую теорию тяготения — общую теорию относительности Эйнштейна (ОТО; см. *Тяготение*), свободную от парадоксов. Возникновение Г. п. в теории тяготения Ньютона связано со следующим. Потенциал φ и grad φ — ненаблюдаемые величины; наблюдаемыми являются вторые производные потенциала $\partial^2\varphi/dx^i\partial x^n \equiv \varphi_{ik}$, через к-рые выражаются относительные ускорения [см. (3)]. Поэтому расходимости и неопределённости в φ и grad φ нельзя считать парадоксом. Для определения всех наблюдаемых величин φ_{ik} теории Ньютона недостаточно: из шести φ_{ik} только три связаны ур-нием

(1): $\varphi_{11}+\varphi_{22}+\varphi_{33}=4\pi G\rho$. Эту неопределённость в нахождении φ_{ik} и следует называть Г. п.

Иногда утверждают, что отсутствие Г. п. в ОТО обусловлено тем, что в этой теории скорость распространения тяготения конечна (ур-ния ОТО — гиперболич. типа), в отличие от ньютоновской теории (ур-ние Пуассона — эллиптическое). Такое объяснение некорректно. Согласно ОТО, со скоростью света распространяется только изменение гравитац. поля. Сама же «кулоновская часть», соответствующая ньютоновскому закону обратных квадратов расстояния, с самого начала простираясь в бесконечность, никуда не распространяется. Математически это выражается в том, что в ОТО нач. данные для решений ур-ний поля, задаваемые в нек-рый момент времени (t=const), должны удовлетворять системе ур-ний, в к-рую входит и ур-ние эллиптич. типа, аналогичное ур-нию Пуассона ньютоновской теории. В действительности причиной отсутствия Г. п. в ОТО является то, что ур-ния пишутся сразу для наблюдаемых величин и кол-во ур-ний достаточно для определения всех этих величин.

Лит.: Зельманов А. Л., Нерелятивистский гравитационный парадокс и общая теория относительности, «НДВШ. Физ.-мат. науки», 1958, № 2, с. 124; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М.,1975; Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, 2 изд., М., 1983. *И. Д. Новиков.*

ГРАВИТАЦИО́ННЫЙ РА́ДИУС в общей теории относительности (см. *Тяготение*) — радиус сферы, на к-рой сила тяготения, создаваемая сферической невращающейся массой, целиком лежащей внутри этой сферы, стремится к бесконечности. Г. р. определяется массой тела m и равен: $r_g=2Gm/c^2$, где G — *гравитационная постоянная*. Г. р. обычных астр. объектов ничтожно малы по сравнению с их действит. размерами; так, для Земли $r_g\approx 0{,}9$ см, для Солнца $r_g\approx 3$ км. Если тело сжать до размеров Г. р., то никакие силы не смогут остановить его дальнейшего сжатия под действием сил тяготения. Такой процесс, называемый релятивистским *гравитационным коллапсом*, может происходить с достаточно массивными звёздами (как показывает расчёт, с массой больше двух солнечных масс) в конце их эволюции; если, исчерпав ядерное «горючее», звезда не взрывается и не теряет массу, то, сжимаясь до размеров Г. р., она должна испытывать релятивистский гравитац. коллапс. При гравитац. коллапсе из-под сферы радиуса r_g не может выходить никакое излучение, никакие частицы. С точки зрения внеш. наблюдателя, находящегося далеко от звезды, с приближением размеров звезды к r_g время неограниченно замедляет темп своего течения. Поэтому для такого наблюдателя радиус коллапсирующей звезды приближается к Г. р. асимптотически, никогда не становясь меньше его. *И. Д. Новиков.*

ГРАВИТА́ЦИЯ (от лат. gravitas — тяжесть) — то же, что *тяготение*.

ГРАВИТИ́НО — гипотетическая электрически нейтральная частица с нулевой массой покоя, квант поля со спином $^3/_2$, фермионный партнёр *гравитона* в теориях *супергравитации* — суперсимметричных расширениях теории тяготения (см. *Суперсимметрия*). Расширенная N-супергравитация содержит N Г. ($N\leqslant 8$). Из-за ненулевой *спиральности* Г. вклад от обмена Г. в космологич. процессы, близкие к статическим, пренебрежимо мал (т. к. такие процессы происходят лишь путём обмена состоянием с нулевой спиральностью, к-рое может образовать только пара Г.). При нарушении суперсимметрии Г. приобретает массу. Величина этой массы является важным феноменологич. параметром во многих суперсимметричных моделях *великого объединения*.

Лит.: van Nieuwenhuizen P., Supergravity, «Phys. Repts», 1981, v. 68, p. 191; Nilles H. P., Supersymmetry, supergravity and particle physics, «Phys. Repts», 1984, v. 110, p. 1. *В. И. Огиевецкий.*

ГРАВИТО́Н — гипотетическая электрически нейтральная частица с нулевой массой покоя, квант гравитац. поля в *квантовой теории гравитации*. Г. описывается симметричным тензорным полем — отклонением метрики пространства-времени от плоской. Свободный Г. (см. *Гравитационные волны*) распространяется в вакууме со скоростью света, поперечен и имеет *спиральность* ± 2. Виртуальный Г. имеет шесть степеней свободы и переносит спины 2 и 0. В ньютоново притяжение между статич. объектами вносят вклад виртуальные Г. только со спиральностью 0. Образование и поглощение Г. при соударениях частиц должно стать заметным при энергиях порядка *планковской массы* ($\sim 10^{19}$ ГэВ). Интенсивность таких процессов в доступной области энергий слишком мала для их экспери. обнаружения.

Лит.: Бронштейн М., Квантование гравитационных волн, «ЖЭТФ», 1936, т. 6, с. 195; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; Ogievetsky V., Polubarinov I., Interacting field of spin 2 and Einstein equations, «Ann. Phys.», 1967, v. 35, p. 167. *В. И. Огиевецкий.*

ГРАДА́Н (грин) (от англ. Gradient-index) — оптич. элемент из прозрачного материала (стекла, пластмассы, кристалла) с определ. законом распределения коэф. преломления n. В зависимости от направления изменения n в оптич. элементе Г. делятся на радиальные, аксиальные и сферические (n изменяется соответственно по радиусу, вдоль оси и по объёму). Аксиальные Г. со сферич. поверхностью эквивалентны по аберрациям асферич. линзам (т. е. часть аберраций устранена по сравнению с обычными линзами). Радиальные Г. в виде цилиндрич. отрезка эквивалентны линзе, свободной от аберраций, фазовых и амплитудных искажений. Г. в виде безоболочечных (одножильных) многомодовых световодов (сельфоков) способны самостоятельно формировать и транслировать изображение. В них все возбуждаемые моды имеют равные скорости распространения. Г. применяются в построении объективов, в линиях дальней оптич. связи, в элементах эндоскопов. Подробнее см. *Оптика неоднородных сред.*

Лит.: Содха М. С., Гхатак А. К., Неоднородные оптические волноводы, пер. с англ., М., 1980; Ильин В. Г. и др., Оптика градансв, «УФН», 1985, т. 23, с. 106; Moore D., GRIN — 4: gradient index optica limaging systems, «Applied Optics», 1984, v. 23, p. 1699. *И. А. Диденко.*

ГРАДИЕ́НТ (от лат. gradiens, род. падеж gradientis — шагающий) — одна из осн. операций *векторного анализа*, сопоставляющая скалярному полю $\varphi(\boldsymbol{r})=\varphi(x_1, x_2, x_3)$ векторное поле grad φ (используют также обозначения $d\varphi/d\boldsymbol{r}$, $\nabla\varphi$), компоненты к-рого равны

$$\operatorname{grad}\varphi=\frac{d\varphi}{d\boldsymbol{r}}=\left\{\frac{\partial\varphi}{\partial x_1},\ \frac{\partial\varphi}{\partial x_2},\ \frac{\partial\varphi}{\partial x_3}\right\}.$$

Вектор grad φ в каждой точке указывает направление, в к-ром поле φ возрастает наиб. быстро, т. е. направление, ортогональное поверхности уровня φ=const, проходящей через данную точку. Длина вектора grad φ равна скорости возрастания φ в этом направлении. Скорость возрастания φ в направлении произвольного единичного вектора $\boldsymbol{n}$ равна $\boldsymbol{n}$ grad φ. Операция Г. обладает след. свойствами:

$$\operatorname{grad}(\varphi+\psi)=\operatorname{grad}\varphi+\operatorname{grad}\psi,$$

$$\operatorname{grad}(\varphi\psi)=\varphi\operatorname{grad}\psi+\psi\operatorname{grad}\varphi,$$

$$\operatorname{grad}(f(\varphi))=f'(\varphi)\operatorname{grad}\varphi,$$

$$\operatorname{rot}\operatorname{grad}\varphi=0.$$

М. Б. Менский.

ГРАДИЕ́НТНАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ — сохранение эл.-магн. полей при градиентном преобразовании потенциалов. Один из видов *калибровочной инвариантности*.

Напряжённость электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и магн. индукция $\boldsymbol{B}$ выражаются через скалярный потенциал φ и векторный потенциал $\boldsymbol{A}$:

$$\boldsymbol{E}=-c^{-1}\,\partial\boldsymbol{A}/\partial t-\nabla\varphi,\ \boldsymbol{B}=\operatorname{rot}\boldsymbol{A}. \tag{1}$$

Здесь использована *Гаусса система единиц*. Преобразование потенциалов

$$\boldsymbol{A}'=\boldsymbol{A}-\nabla\psi,\ \varphi'=\varphi+c^{-1}\,\partial\psi/\partial t, \tag{2}$$

где $\psi(x_1, x_2, x_3, t)$ — произвольная ф-ция координат (x_1, x_2, x_3) и времени t, оставляет неизменными поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, определяемые ф-лами (1). В четырёхмерном представлении, обычно используемом в *относительности теории*, $A_4 = i\varphi$ и соотношения (2) сводятся при $x_4 = ict$ к выражению, содержащему четырёхмерный градиент:

$$A'_k = A_k - \nabla_k \psi, \quad k = 1, 2, 3, 4, \tag{3}$$

откуда и происходит назв. Г. и. Поскольку непосредственно измеримыми характеристиками эл.-магн. поля являются векторы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, то любые соотношения, описывающие эл.-магн. взаимодействия и содержащие потенциалы $\boldsymbol{A}$ и φ, не должны изменяться при преобразованиях (2), (3). Это составляет наиб. широкий аспект трактовки Г. и.

Калибровка потенциалов, допустимая в рамках Г. и., позволяет уменьшить число неизвестных ф-ций. Наиб. часто используют калибровки двух видов.

Кулоновская калибровка, $\mathrm{div}\,\boldsymbol{A} = 0$, удобна для разделения электрич. поля $\boldsymbol{E}$ на вихревую и потенц. части: первая связана с векторным потенциалом, вторая — со скалярным потенциалом, удовлетворяющим ур-нию Пуассона, $\Delta\varphi = -4\pi\rho/\varepsilon$.

Лоренцева калибровка

$$\mathrm{div}\,\boldsymbol{A} + \varepsilon\mu c^{-1}\,\partial\varphi/\partial t + 4\pi\sigma\mu c^{-1}\varphi = 0 \tag{4}$$

(ε, μ — диэлектрич. и магн. проницаемости среды, σ — её проводимость). При выполнении условия Лоренца (4) ур-ния для векторного и скалярного потенциалов приводятся к симметричному виду:

$$\Delta \begin{Bmatrix} \boldsymbol{A} \\ \varphi \end{Bmatrix} - \frac{\mu\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\begin{Bmatrix} \boldsymbol{A} \\ \varphi \end{Bmatrix} - \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\begin{Bmatrix} \boldsymbol{A} \\ \varphi \end{Bmatrix} = 4\pi\begin{Bmatrix} \mu \boldsymbol{j} c^{-1} \\ \rho\varepsilon^{-1} \end{Bmatrix},$$

где Δ — оператор Лапласа, ρ и $\boldsymbol{j}$ — плотности зарядов и токов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Морс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965. *М. А. Миллер, Е. В. Суворов.*

ГРАДУИРОВКА (нем. graduieren — градуировать, от лат. gradus — шаг, ступень, степень) — метрологич. операция установления зависимости между значениями величин на входе и выходе средства измерения, в частности придание делениям шкалы измерит. прибора значений, соответствующих измеряемой величине в принятых единицах и с требуемой точностью.

Если Г. произведена в результате совокупных измерений (напр., определение масс набора гирь из абс. взвешивания всех гирь вместе и друг относительно друга), то она наз. калибровкой. Термин «калибровка» часто употребляют как синоним Г., особенно в тех случаях, когда у средства измерения нет шкалы с делениями.

Лит.: Иориш Ю. И., К систематизации некоторых понятий в области измерительной техники и приборостроения, «Приборы и системы управления», 1980, № 10, с. 12. *Ю. И. Иориш.*

ГРАДУС (от лат. gradus — шаг, ступень, степень) температурный — общее название различных единиц темп-ры, соответствующих разным температурным шкалам. Осн. единица темп-ры СИ — *кельвин* (К). Различают градус Цельсия (°C), Реомюра (°R), Фаренгейта (°F), Ранкина (°Ra). 1 К=1° C=0,8° R=1,8° F=1,8° Ra.

ГРАДУС угловой (...°) — единица плоского угла (или дуги окружности), равная 1/360 полного угла (полной окружности). $1° = 60' = 3600'' = \pi/180$ рад $= 1{,}745329 \cdot 10^{-2}$ рад, где $'$ — обозначение угл. минуты, $''$ — угл. секунды.

ГРАММ (франц. gramme, от лат. и греч. gramma — мелкая мера веса) (г) — единица массы в *СГС системе единиц* и дольная единица массы СИ *килограмма*: 1 г = 0,001 кг.

ГРАММ-АТОМ — единица кол-ва вещества, индивидуальная для каждого хим. элемента. 1 Г.-а. — масса вещества в граммах, численно равная его атомной массе. Наименование выходит из употребления. В СИ осн. единица кол-ва вещества — *моль*.

ГРАММ-МОЛЕКУЛА — устаревшее наименование единицы кол-ва вещества — *моля*.

ГРАСГОФА ЧИСЛО [по имени нем. учёного Ф. Грасгофа (Грасхоф, F. Grashof)] — *подобия критерий*, определяющий перенос тепла при *конвективном теплообмене* для случая свободной *конвекции*, когда движение вызывается разностью плотностей из-за неравномерности поля темп-р вблизи нагретого тела; Г. ч.

$$Gr = \frac{gl^3}{\nu^2}\beta\Delta T,$$

где g — ускорение свободного падения, l — характерный размер, ν — коэф. кинематич. вязкости, β — коэф. объёмного расширения, ΔT — разница темп-р между поверхностью тела и средой. Г. ч. является произведением числа $g\beta\Delta T l^2/\nu v$, характеризующего отношение силы трения к подъёмной силе (архимедовой) (см. *Архимеда число*), на *Рейнольдса число* $Re = vl/\nu$, где v — скорость течения. Теплоотдача в условиях свободной конвекции определяется зависимостью $Nu = f(Gr, Pr)$, где Nu — *Нуссельта число*, Pr — *Прандтля число*. Для газов и неметаллич. жидкостей (при $Pr > 0{,}7$) в этом равенстве аргументом является произведение $Gr \cdot Pr$, называемое *Рэлея числом* Ra. Для определения зависимости $Nu = f(Gr, Pr)$ предложено много эмпирич. корреляц. ф-л; большинство из них имеет вид зависимости $Nu = C(Gr \cdot Pr)^n$, для к-рой значения C и n приведены в табл.

Число $Gr \cdot Pr$	C	n
$10^{-3} < Gr \cdot Pr$ . . .	0,45	0
$10^{-3} < Gr \cdot Pr < 5 \cdot 10^2$	1,18	$^1/_8$
$5 \cdot 10^2 < Gr \cdot Pr < 2 \cdot 10^7$	0,54	$^1/_4$
$2 \cdot 10^7 < Gr \cdot Pr$ . . .	0,135	$^1/_3$

При $Pr \ll 1$ (расплавленные металлы) ф-лу для определения теплоотдачи представляют в виде $Nu = \varphi(Gr \cdot Pr^2)$ и часто пользуются соотношением $Nu = 0{,}53\,(Gr \cdot Pr^2)^{1/4}$. Параметр $\sqrt{Gr}$ в условиях свободной конвекции играет роль, аналогичную числу Re при вынужденных течениях. Аналогично критич. числу $Re_{\text{кр}}$, критич. Г. ч. $Gr_{\text{кр}}$ определяет переход от ламинарного режима течения к турбулентному в условиях свободной (естественной) конвекции.

Лит.: Михеев М. А., Михеева И. М., Основы теплопередачи, 2 изд., М., 1977; Кутателадзе С. С., Боришанский В. М., Справочник по теплопередаче, Л.—М., 1958; Джалурия Й., Естественная конвекция. Тепло- и массообмен, пер. с англ., М., 1983. *С. Л. Вишневецкий.*

ГРАССМАНА АЛГЕБРА — алгебра, порождённая антикоммутирующими образующими $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_n$, т. е. совокупность всевозможных линейных комбинаций из произведений образующих θ_i, в к-рых все сомножители различны, т. к.

$$\theta_i\theta_k + \theta_k\theta_i = 0, \tag{1}$$

и, в частности, $\theta_k^2 = 0$ при любом k. Назв. в честь Г. Грассмана (H. Grassmann). Размерность Г. а. как линейного пространства равна 2^n, базис состоит из 2^n одночленов:

$$1,\ \theta_i\ (i \leqslant n),\ \theta_i\theta_j\ (i < j \leqslant n),$$
$$\theta_i\theta_j\theta_k\ (i < j < k \leqslant n),\ \ldots,\ \theta_1\theta_2\ldots\theta_n.$$

Любой элемент Г. а. $f(\theta)$ можно представить в виде след. конечной суммы:

$$f(\theta) = f + \sum_i f^i\theta_i + \sum_{i<j} f^{ij}\theta_i\theta_j + \ldots + f^{1\ldots n}\,\theta_1\theta_2\ldots\theta_n. \tag{2}$$

На случай грассмановых переменных обобщается ряд понятий обычного анализа, в частности дифференцирование и интегрирование. Чтобы найти левую производную от одночлена $\theta_1 \ldots \theta_\beta$ по переменной θ_α, нужно, пользуясь (1), переставить θ_α на первое слева место и вычеркнуть её. Аналогично определяется правая производная. Производная от общего элемента Г. а.

есть сумма производных от одночленов в разложении (2). Интеграл на Г. а. задаётся правилами Березина: $\int d\theta^\alpha = 0$, $\int d\theta^\alpha \theta_\beta = \delta^\alpha_\beta$, при этом кратный интеграл понимается как повторный. Символ $d\theta^\alpha$ не есть обычный дифференциал, его следует трактовать формально. Интеграл на Г. а. обладает нек-рыми свойствами обычного интеграла, в частности возможно интегрирование по частям. С др. стороны, интегрирование на Г. а. эквивалентно дифференцированию: $\int d\theta^\alpha f(\theta) = \partial f(\theta)/\partial\theta_\alpha$. Интегрирование по грассмановым переменным позволяет построить *функциональный интеграл*, представляющий *Грина функции* фермионных полей.

Дельта-функция Грассмана $\delta^\Gamma(\theta_1-\theta_2)=\theta_1-\theta_2$ действует как обычная дельта-функция: $\int d\theta f(\theta)\delta^\Gamma(\theta-\theta_1) = f(\theta_1)$ и, кроме того, удовлетворяет равенству $[\delta^\Gamma(\theta_1-\theta_2)]^2=0$. Мн. расходимости в теории *суперсимметрии* исчезают благодаря этому свойству. В суперсимметричных моделях теории поля образующими θ_α являются спиноры группы Лоренца, а элементы Г. а. зависят не только от θ_α, но и от пространственно-временны́х координат x. Возникающие величины $f(x, \theta)$ наз. с у п е р п о л я м и. В разложении $f(x, \theta)$ вида (2) коэф. оказываются ф-циями x, т. е. полями $f(x)$, $f^\alpha(x)\ldots$. Суперполе описывает, т. о., набор полей целого и полуцелого спина.

Лит.: Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Огиевецкий В. И., Мезинческу Л., Симметрии между бозонами и фермионами и суперполя, «УФН», 1975, т. 117, с. 637. *В. И. Огиевецкий.*

ГРАФИ́ЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ ДА́ННЫХ — способ наглядного представления данных в виде к.-л. геом. образа, количественно соответствующего числовым данным, и изображения его на чертеже, рисунке. Наглядность и быстрота восприятия графич. изображений дают возможность оценки качеств. характеристик, поэтому Г. п. д. позволяет существенно повысить эффективность *анализа данных*. Г. п. д. ценно тем, что привлекает к процессу анализа интуицию, производя преобразования понятий в образы и образов в понятия.

Необходимым инструментом Г. п. д. стала машинная графика (МГ). Этим термином обозначают создание, представление и обработку или оценку графич. объектов при помощи ЭВМ. МГ играет важную роль в тех областях науки, где данные имеют большой объём и их непосредств. анализ представляется трудоёмким. Использование МГ позволяет сократить время получения конечного результата.

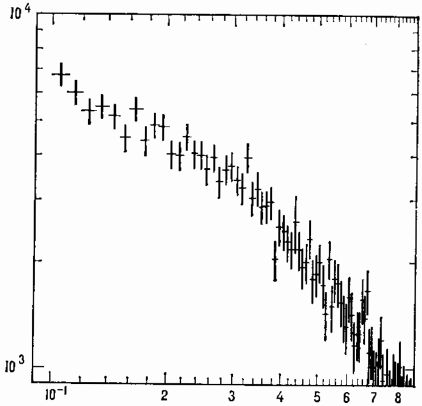
Возможность получать изображения с помощью ЭВМ в любом желаемом представлении и с высокой скоростью позволяет ставить и решать качественно новые задачи. Примером может служить появление нового научного направления — образного анализа — своеобразного подхода к решению задач анализа сложных высокоразмерных эксперим. данных с помощью человеко-машинных процедур. Напр., в эксперим. физике (оперативный контроль за работой эксперим. установки и ходом эксперимента в целом) управление процессом производится человеком на основе анализа графич. изображений физ. результатов.

В каждой науке существуют способы наглядного представления информации, пусть даже неточно отражающие реальность, напр. разнообразные графики, гистограммы, поверхности и линии уровня и т. д. Удачный способ изображения результатов эксперимента может в большой степени способствовать успеху при его теоретич. объяснении.

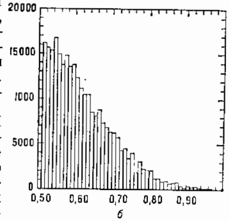
Эффективность Г. п. д. определяется возможностью и скоростью проведения качеств. и количеств. анализа. При проведении качеств. анализа важна наглядность изображения, позволяющая оценить общие характеристики исследуемых явлений. При проведении количеств. анализа на первый план выдвигается точность представления отд. результатов. Выбор между двумя видами анализа в каждом конкретном случае зависит от решаемой задачи.

При анализе данных эксперим. физики приходится иметь дело с моделями исследуемых явлений, к-рые в большинстве случаев представляют собой многопараметрич. дискретные функциональные зависимости разл. физ. величин. В зависимости от размерности пространства параметров и величины шага дискретной функциональной зависимости для их исследования применяют разл. способы Г. п. д.

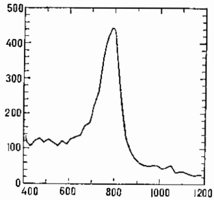
Распространённым способом графич. представления однопараметрич. функциональных зависимостей является построение графиков в виде ряда точек с вероят-

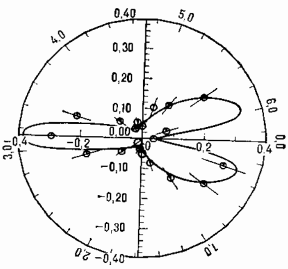


а



б





г

Рис. 1. График: *а* — в логарифмических координатах; *б* — диаграмма; *в* — гладкая кривая; *г* — в полярных координатах.

ными ошибками (рис. 1, *а*), диаграмм (рис. 1, *б*), кривых (рис. 1, *в*) либо в виде комбинации перечисленных элементов. В зависимости от характера исследуемых данных разл. способы графич. представления могут иметь разную степень наглядности. Напр., при увеличении шага дискретной зависимости представление данных в виде диаграммы становится менее наглядным. При построении кривых в нек-рых случаях необходимо применение процедуры сглаживания. Для более чёткого выявления физ. закономерностей иногда используют логарифмич. преобразование координат (рис. 1, *а*). При исследовании неск. наборов данных часто применяют полярные координаты (рис. 1, *г*), получающиеся при этом фигуры легко запоминаются.

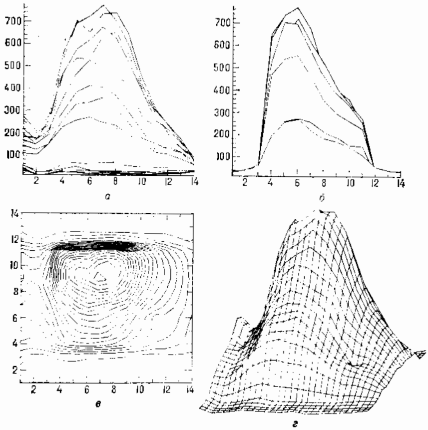


Рис. 2. Комбинированное изображение двухпараметрических функций: *а* — фронтальная проекция; *б* — профильная проекция; *в* — линии одинакового уровня; *г* — поверхность в аксонометрической проекции.

Рассмотрение разл. способов графич. представления двухпараметрич. ф-ций проведено на примере данных, записанных в виде таблицы размерности 14×14. Один из возможных способов Г. п. д. показан на рис. 2, *а*, изображающем семейство сечений, соответствующих строкам исходной табл. (фронтальная проекция). Такой способ представления данных обеспечивает возможность идентификации отд. результатов и позволяет производить сравнительный количеств. анализ. Для получения интегр. оценок целесообразно изобразить ещё одно семейство сечений (рис. 2, *б*), соответствующих столбцам исходной табл. (профильная проекция). Для повышения наглядности на рис. 2, *б* изображены только те линии сечений, к-рые не закрываются др. сечениями. Эффективным способом графич. представления двухпараметрич. ф-ций является изображение линий одинакового уровня (рис. 2, *в*). Этот способ обеспечивает возможность быстрой локализации особенностей (напр., максимумов), но он недостаточно удобен для количеств. анализа.

Более наглядным геом. представлением двухпараметрич. ф-ций является изображение их в виде поверхности в аксонометрич. (рис. 2, *г*) либо центр. проекции. Для представления статистич. зависимостей изображают призмограмму (рис. 3). Недостатком этих способов также является трудность получения числ. оценок.

Каждый из перечисленных способов Г. п. д. имеет преимущества и недостатки. Для большей наглядности можно построить комбиниров. изображение, включающее все рассмотренные способы *а*—*г* (рис. 2). В зависимости от конкретных приложений вместо фронтальной и профильной проекций изображают характерные сечения.

Многопараметрич. функциональные зависимости часто представляют как объекты многомерного пространства. Эффективным способом исследования таких объектов является визуальный анализ их проекций на двух- и трёхмерное пространство. При этом применяют все способы Г. п. д., используемые при исследовании одно- и двухпараметрич. ф-ций. Если одним из параметров

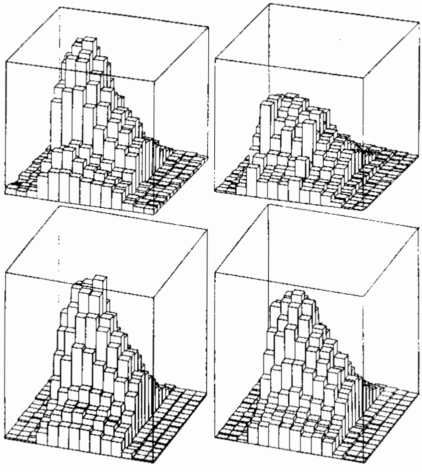


Рис. 3. Серия двумерных статистических зависимостей, представленных в виде призмограмм.

является время, можно построить серию последоват. изображений, отражающих развитие процесса (рис. 3). При наличии подходящей аппаратуры возможно получение динамич. изображений (напр., в виде кинофильма). Эффективным способом графич. представления многопараметрич. данных является изображение т. н. лиц Чернова, где для кодирования информации используют такие характеристики, как контур лица, форма, размер, положение и наклон глаз, бровей, носа, кривизна линии рта и т. п. Такое представление позволяет отображать до 20 параметров и обнаруживать классифицирующий признак.

Лит.: Гилой В., Интерактивная машинная графика, пер. с англ., М., 1981; Гришин В. Г., Образный анализ экспериментальных данных, М., 1982; Schmid C. F., Schmid S. E., Handbook of graphic presentation, 2 ed., N. Y.— [a. o.], 1979. *С. В. Клименко.*

ГРИНА ФОРМУЛЫ — формулы, связывающие между собой интегралы разл. типов. Простейшая из них выражает интеграл по двумерной области G через интеграл по её границе C:

$$\int\limits_C (P\,dx+Q\,dy)=\iint\limits_G \left(\frac{\partial Q}{\partial x}-\frac{\partial P}{\partial y}\right) dx\,dy.$$

Эта ф-ла получена впервые Л. Эйлером (L. Euler) в 1771, она аналогична *Гаусса — Остроградского формуле.*

Известна также ф-ла, выведенная Дж. Грином (G. Green) в 1828:

$$\iiint_V (u\cdot\Delta v - v\cdot\Delta u)\,dV = \iint_S \left(u\frac{\partial v}{\partial n} - v\frac{\partial u}{\partial n}\right) dS,$$

где V — трёхмерная область, S — её граница, Δ — *Лапласа оператор*, $\partial/\partial n$ — производная по направлению внеш. нормали к S. Эта ф-ла справедлива и в k-мерном пространстве, существуют также обобщения её на случай произвольных линейных дифференц. операторов. При помощи Г. ф. получают интегр. представления для решений разл. краевых задач.

В. И. Алхимов.

ГРИ́НА ФУ́НКЦИЯ линейного дифференциального оператора L (линейного дифференц. ур-ния $Lu(x)=f(x)$) — функция $G(x, x')$, задающая ядро интегр. оператора, обратного к L. Поскольку ядром единичного оператора является *дельта-функция* $\delta(x-x')$, Г. ф., трактуемая как обобщённая ф-ция, удовлетворяет ур-нию

$$L_x G(x, x') = \delta(x-x'). \qquad (1)$$

Всякое решение ур-ния (1) наз. фундаментальным решением исходного дифференц. ур-ния; следовательно, Г. ф.— также нек-рое фундам. решение. Из (1) следует, что при $x\neq x'$ Г. ф. удовлетворяет однородному ур-нию $L_x G=0$. Решение неоднородного ур-ния

$$Lu(x) = f(x) \qquad (2)$$

определяется интегралом

$$u(x) = \int G(x, x')\,f(x')\,dx'. \qquad (3)$$

Г. ф. $G(x, x')$ представляет собой «отклик» в точке x системы, описываемой дифференц. ур-нием, на единичный точечный источник, помещённый в точку x'. По этой причине Г. ф. часто наз. также ф-цией источника. Для самосопряжённого оператора L Г. ф. $G(x, x')$ удовлетворяет соотношению взаимности $G(x, x')=G^*(x', x)$ ($*$ означает комплексное сопряжение), т. е. отклик в точке x на точечное возмущение в x' равен отклику в x' на точечное возмущение в x. Впервые Г. ф. введена Дж. Грином (G. Green) в 1828. Г. ф.— существенная часть матем. аппарата совр. физики. Интегр. соотношение (3), заменяющее дифференц. ур-ние (2), позволяет представить поле, созданное нек-рой системой источников, в виде суперпозиции вкладов отдельных точечных источников; оно удобно для построения теории возмущений и т. п.

Чтобы задать дифференц. оператор L, нужно, кроме операции дифференцирования, определить ещё класс ф-ций, на к-рые действует эта операция. Ограничения на ф-ции диктуются физ. постановкой задачи и выступают обычно в виде нек-рого числа краевых условий, к-рым подчинены ф-ции $u(x)$. Г. ф. дифференц. оператора наз. также Г. ф. соответствующей *краевой задачи*. Г. ф. $G(x, x')$ краевой задачи удовлетворяет краевым условиям по x при любом фиксированном x'. Поэтому если $G_0(x, x')$ — любое фундам. решение ур-ния (не обязательно удовлетворяющее краевым условиям), то Г. ф. $G(x, x')$ представляется в виде суммы:

$$G(x, x') = G_0(x, x') + g(x, x'), \qquad (4)$$

где $g(x, x')$ — решение однородного ур-ния $L_x g(x, x')=0$, выбранное так, чтобы ф-ция $G(x, x')$ удовлетворяла заданным краевым условиям. Построить Г. ф. в явном виде удаётся в сравнительно небольшом числе случаев для нек-рых видов областей.

Ниже даны примеры конкретных Г. ф.

1. Обыкновенное дифференц. ур-ние на отрезке $a\leqslant x\leqslant b$. Пусть $L=\sum_{k=0}^{n} p_k(x)\,d^k/dx^k$, а краевые условия представляют собой n линейных соотношений между значениями $u^{(j)}(a)$ и $u^{(i)}(b)$, $0\leqslant i,\ j\leqslant n-1$, младших производных ф-ции $u(x)$ на концах отрезка. Тогда Г. ф., удовлетворяя при каждом x' краевым условиям по x и при $x\neq x'$ — однородному ур-нию $L_x G(x, x')=0$, должна иметь в точке $x=x'$ непрерывные производные вплоть до $(n-2)$-й и разрывную $(n-1)$-ю производную, причём скачок в этой точке равен

$$\frac{\partial^{n-1}}{\partial x^{n-1}} G(x'+0, x') - \frac{\partial^{n-1}}{\partial x^{n-1}} (x'-0, x') = \frac{1}{p_n(x')}.$$

Эти требования, дополненные естеств. предположениями о гладкости по переменным x, x' при $x\neq x'$, определяют $G(x, x')$. Напр., дифференц. оператор 2-го порядка $L=\frac{d}{dx}\left(p(x)\frac{d}{dx}\right)+q(x)$ с краевыми условиями $u(a)=u(b)=0$ имеет Г. ф., равную

$$G(x, x') = \frac{1}{p(x)\,w(x)} \begin{cases} u_1(x)\,u_2(x') & \text{при } a\leqslant x\leqslant x', \\ u_1(x')\,u_2(x) & \text{при } x'\leqslant x\leqslant b, \end{cases}$$

где $w(x)=u_1(x)\,u_2'(x)-u_2(x)\,u_1'(x)$, а u_1 и u_2 — к.-л. линейно независимые решения ур-ния $Lu=0$, удовлетворяющие условиям $u_1(a)=u_2(b)=0$.

2. Ур-ние Лапласа. Пусть $x=(x_1, x_2, \ldots, x_n)$, $|x|=(x_1^2+\ldots+x_n^2)^{1/2}$, а $\Delta=\partial^2/\partial x_1^2+\ldots+\partial^2/\partial x_n^2$. Фундам. решением ур-ния Лапласа $\Delta u(x)=0$ служит ф-ция

$$G_0(x, x') = \begin{cases} (2\pi)^{-1}\ln|x-x'| & \text{при } n=2, \\ -\Gamma(n/2)/2\pi^{n/2}(n-2)\,|x-x'|^{n-2} & \text{при } n\geqslant 3, \end{cases}$$

$\Gamma(n)$ — гамма-функция Эйлера.

В практически важном случае трёхмерного пространства ф-ция $G_0(x, x')$ равна $-1/4\pi|x-x'|$. Согласно ф-ле (4), Г. ф. разл. краевых задач для ур-ния Лапласа получают, добавляя к $G_0(x, x')$ подходящую *гармоническую функцию*, обеспечивающую выполнение краевых условий. Напр., при $n=3$ для шара $|x|<R$ задаче $\Delta u=f(x)$ с краевым условием $u(x)\big|_{|x|=R}=0$ отвечает Г. ф.

$$G(x, x') = -\frac{1}{4\pi}\left[\frac{1}{|x-x'|} - \frac{R}{|x'|}\,\frac{1}{|x-\bar{x}'|}\right],$$

где $\bar{x}'=R^2x'/|x'|^2$ — точка, симметричная точке x' относительно сферы $|x|=R$. Аналогичной краевой задаче для полупространства $x_3>0$, т. е. краевому условию $u(x)\big|_{x_3=0}=0$ отвечает Г. ф. вида $G(x, x')=-\frac{1}{4\pi}\times\left[\frac{1}{|x-x'|}-\frac{1}{|x-\tilde{x}'|}\right]$, где точка $\tilde{x}'$ симметрична точке $x'=(x_1', x_2', x_3')$ относительно плоскости $x_3=0$, т. е. $\tilde{x}'=(x_1', x_2', -x_3')$. Г. ф. в этих двух случаях представляет собой потенциал точечного заряда, помещённого в точку x' внутри заземлённой проводящей сферы (1-й случай) или в присутствии заземлённой проводящей плоскости (2-й случай). При $n=2$ Г. ф. *Дирихле задачи* для односвязной области с достаточно гладкой границей имеет вид

$$G(z, z') = \frac{1}{2\pi}\ln\left|\frac{w(z)-w(z')}{1-w(z)\,w^*(z')}\right|, \quad z=x_1+ix_2.$$

Здесь $w=w(z)$ — нек-рая ф-ция аргумента $z=x_1+ix_2$, конформно отображающая область на единичный круг $|w|<1$.

В след. примерах приводятся только фундам. решения $G_0(x, x')$, связанные с Г. ф. соотношением (4).

3. Ур-ние теплопроводности: $L=\partial/\partial t-a^2\Delta$, $G_0(x, t;\ x', t')=\theta(t-t')\,[4\pi a^2(t-t')]^{-n/2}\times\exp\left[-\frac{|x-x'|^2}{4a^2(t-t')}\right]$, где $\theta(x)$ — ступенчатая ф-ция: $\theta(x)=0$ при $x<0$, $\theta(x)=1$ при $x>0$.

4. Ур-ние Гельмгольца: $L=\Delta+k^2$, $G_0(x, x')=(2ik)^{-1}\exp(ik|x-x'|)$ при $n=1$; $G_0(x, x')=-\frac{i}{4}H_0^{(1)}(k|x-x'|)$ при $n=2$, где $H_0^{(1)}$ — ф-ция Хан-

келя; $G_0(x, x') = -(4\pi|x-x'|)^{-1}\exp(ik|x-x'|)$ при $n=3$.

5. Волновое ур-ние: $L = \Box_a = \partial^2/\partial t^2 - a^2\Delta$, $G_0(x, t) = (2a)^{-1}\theta(at - |x|)$ при $n=1$, $G_0(x, t) = (2\pi a)^{-1}(a^2t^2 - |x|^2)^{-1/2}\theta(at - |x|)$ при $n=2$; $G_0(x, t) = (2\pi a)^{-1}\theta(t)\delta(a^2t^2 - |x|^2)$ при $n=3$, для упрощения принято $x' = t' = 0$. Полученная Г. ф. наз. запаздывающей, поскольку она обращается в нуль при $t-t' < 0$. Подставляя Г. ф. в (3), получим решение неоднородного волнового ур-ния в виде

$$u(x, t) = (a^2/4\pi)\int dx'|x-x'|^{-1} f(x', t - a^{-1}|x-x'|),$$

носящем в электродинамике назв. *запаздывающего потенциала*.

6. Ур-ние Клейна – Гордона: $L = \Box_a + m^2$, $G_0(x, t) = (2\pi a)^{-1}\theta(at)\delta(a^2t^2 - |x|^2) - (m/4\pi a^3)\theta(at - |x|)(t^2 - a^{-2}|x|^2)^{-1/2} J_1(m\sqrt{t^2 - a^{-2}|x|^2})$ при $n=3$, где J_1 — ф-ция Бесселя. Полученная Г. ф. также наз. запаздывающей.

Г. ф. играет важную роль также в задачах о спектре дифференц. операторов. Если самосопряжённый оператор L имеет Г. ф., то задача на собств. значения $Lu = \lambda u$ эквивалентна интегральному ур-нию $u(x) = \lambda\int G(x, x')\, u(x')dx'$, к к-рому можно применить теорию Фредгольма. Задача $Lu = \lambda u$ имеет не более счётного числа собств. значений $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \ldots$, все λ_i вещественны и не имеют конечных точек сгущения. Если комплексное число λ не является собств. значением оператора L, то можно построить Г. ф. $G(x, x'; \lambda)$ оператора $L - \lambda I$, где I — единичный оператор. Ф-ция $G(x, x'; \lambda)$, наз. резольвентой оператора L, является мероморфной функцией параметра λ, причём её полюсами служат собств. значения оператора L. Т. о., спектр оператора L можно найти, изучая его резольвенту $G(x, x'; \lambda)$.

При изучении систем ур-ний $Lu = f$ роль Г. ф. играют т. н. матрицы Грина. Они позволяют выразить решение неоднородной краевой задачи для системы в виде интегралов от произведений матрицы Грина на векторы правой части системы. Для подобных задач полезен интеграл Дюамеля. Напр., частное решение неоднородной системы $\boldsymbol{u}' = A(x)\boldsymbol{u} + \boldsymbol{F}(x)$, где $\boldsymbol{u}$ и $\boldsymbol{F}$ — n-компонентные векторы, $A(x)$ — квадратная матрица порядка n, записывают в виде $\boldsymbol{u}(x) = \int_{x_0}^{x}\boldsymbol{w}(x, s)ds$, где $\boldsymbol{w}(x, s)$ — решение однородной системы $\boldsymbol{w}' = A(x)\boldsymbol{w}$, $\boldsymbol{w}(x, s)|_{x=s} = \boldsymbol{F}(s)$. Матрица $A(x)$ может содержать дифференц. операторы, поэтому метод применим к ур-ниям с частными производными.

Лит.: Морс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958; Курант Р., Уравнения с частными производными, пер. с англ., М., 1964; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981. *Л. П. Купцов.*

ГРИНА ФУНКЦИЯ в квантовой теории поля — одна из осн. величин, определяющих движение частиц и состояние полей; представляет собой среднее по вакууму от *хронологического произведения* операторов полей. По своему смыслу понятие Г. ф. в квантовой теории поля (КТП) близко к понятию Г. ф. в матем. физике и используется в тех же целях — как вспомогат. величина при расчётах физ. характеристик и решении ур-ний при заданных источниках.

В квантовой механике частицы волновая ф-ция $\psi(x)$ определяется ур-нием вида $L(x)\psi(x) = 0$, где $L(x)$ — нек-рый оператор, x — точка пространства-времени. Здесь Г. ф. $G(x, x')$ определяется ур-нием $L(x)G(x, x') = \delta(x - x')$ [где $\delta(x - x')$ — *дельта-функция*] и, следовательно, имеет точно такой же смысл, как в матем. физике. В КТП волновую ф-цию частицы заменяет величина $u(x)|0\rangle$, где $u(x)$ — оператор поля, $|0\rangle$ — *вектор состояния* вакуума. Для свободных полей одночастичная (двухточечная) Г. ф., наз. иначе ф-цией распространения или пропагатором,

$$D^c(x - x') = \langle 0|Tu(x)\, u(x')|0\rangle \qquad (1)$$

(где T — знак хронологич. упорядочения, а скобки $\langle 0|\ldots|0\rangle$ означают усреднение по вакууму), является Г. ф. неоднородного ур-ния поля, т. е. удовлетворяет ур-нию с точечным источником. Напр., для скалярного поля пропагатор удовлетворяет неоднородному *Клейна — Гордона уравнению*

$$(\Box - m^2)\, D^c(x) = -\delta(x) \qquad (2)$$

($\Box$ — *Д'Аламбера оператор*, m — масса кванта поля; используется система единиц $\hbar = c = 1$).

С физ. точки зрения, ф-ция $D^c(x - x')$ — т. н. причинная функция Грина — описывает причинную связь процессов рождения и уничтожения частицы в разл. точках x, x'.

Полное решение ур-ния (2) представляется в виде частного решения неоднородного ур-ния и общего решения однородного ур-ния. Решением однородного ур-ния являются т. н. *перестановочная функция* Паули — Йордана $D(x)$ и её частотные компоненты $D^{\pm}(x)$. К частным решениям неоднородного ур-ния (2), помимо введённой выше причинной (индекс c) Г. ф., относятся известные из классич. теории взаимодействующих полей запаздывающая (ret) и опережающая (adv) Г. ф. С помощью фурье-преобразования получаются след. представления для Г. ф. скалярного поля:

$$D^c(x) = \frac{1}{(2\pi)^4}\int\frac{d^4k\,\exp(-ikx)}{m^2 - k^2 - i\varepsilon},$$
$$D^{\mathrm{ret}}_{\mathrm{adv}}(x) = \frac{1}{(2\pi)^4}\int\frac{d^4k\,\exp(-ikx)}{m^2 - k^2 \mp 2ik_0\varepsilon}, \qquad \varepsilon \to +0.$$

где k — 4-импульс виртуальной частицы. Бесконечно малая добавка в знаменателе этих выражений определяет правила обхода полюсов в точке $k^2 = m^2$ при интегрировании в комплексной плоскости энергии k_0 и однозначно задаёт данную Г. ф.

Причинные Г. ф. спинорного и векторного полей могут быть выражены через причинную Г. ф. скалярного поля действием дифференц. операторов, стоящих в ур-ниях для соответствующих свободных полей.

Г. ф. свободных полей являются одним из основных составных элементов *Фейнмана диаграмм*.

Обобщением свободных одночастичных Г. ф. на случай наличия взаимодействия являются многочастичные, или n-точечные, Г. ф.

$$G_n(x_1, \ldots, x_n) = \frac{\langle 0|T\{u_1(x_1)\ldots u_n(x_n)\, S\}|0\rangle}{\langle 0|S|0\rangle}. \qquad (3)$$

Здесь $u_i(x_i)$ — операторы полей во *взаимодействия представлении*, S — *матрица рассеяния*. В *перенормированной теории возмущений* Г. ф. (3) содержат все *радиационные поправки*, соответствующие как связным, так и несвязным диаграммам Фейнмана с n внеш. линиями, и представляются в виде степенного ряда по *константе взаимодействия* [при этом все вакуумные вклады, пропорциональные $\langle 0|S|0\rangle$, факторизуются и сокращаются со знаменателем в (3)]. Такие Г. ф. наз. полными функциями Грина.

Важными величинами являются также т. н. связные и сильносвязные (или одночастично неприводимые) Г. ф., представляющие собой сумму соответственно связных и сильносвязных диаграмм Фейнмана. Пример сильносвязной Г. ф. — *вершинная часть*. Связные и сильносвязные Г. ф. входят в систему *Дайсона уравнений*.

Полные Г. ф. могут быть также определены через *функциональный интеграл*; такое определение особенно полезно при квантовании *калибровочных полей*.

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980. *Д. И. Казаков.*

ГРИНА ФУНКЦИЯ в статистической физике — обобщение временной корреляц. ф-ции, тесно связанное с вычислением наблюдаемых физ. величин для квантовой системы мн. частиц. Применение Г. ф. связано с тем, что для нахождения важных характеристик системы мн. частиц нужно знать не детальное поведение каждой частицы, а только усреднённое поведение одной или двух частиц под действием остальных, для описания к-рого можно ввести Г. ф.

Г. ф. (запаздывающие и опережающие) определяют как ср. значения коммутаторов или антикоммутаторов двух операторов в *Гейзенберга представлении*:

$$G^{\mathrm{ret}}(t-t')=\theta(t-t')(i\hbar)^{-1}\langle[A(t),\ B(t')]\rangle,$$
$$G^{\mathrm{adv}}(t-t')=-\theta(t'-t)(i\hbar)^{-1}\langle[A(t),\ B(t')]\rangle,$$

где $\theta(t)=1$ при $t>0$ и $\theta(t)=0$ при $t<0$, $\langle\ldots\rangle$ — усреднение по *большому каноническому распределению Гиббса*, $[A,\ B]=AB-\eta BA$, где $\eta=\pm1$. Значение η выбирается из соображений удобства: если A, B — бозе-операторы, то обычно выбирают $\eta=1$, для ферми-операторов $\eta=-1$. Представление Гейзенберга вводят при помощи оператора $\mathscr{H}=H-\mu N$, где H — оператор Гамильтона системы мн. частиц, μ — хим. потенциал, N — оператор полного числа частиц. Используют также причинные Г. ф.

$$G^{c}(t-t')=(i\hbar)^{-1}\langle\hat{T}A(t)\,B(t')\rangle,$$

где $\hat{T}$ — символ хронологич. упорядочения операторов, располагающего стоящие после него операторы слева направо в порядке убывания времени и меняющего знак на обратный при нечётном числе ферми-операторов:

$$\hat{T}A(t)\,B(t')=\theta(t-t')\,A(t)\,B(t')+\eta\theta(t'-t)\,B(t')\,A(t).$$

Г. ф. в статистич. физике наз. также двухвременными температурными Г. ф., они отличаются от Г. ф., применяемых в квантовой теории поля, лишь способом усреднения: вместо усреднения по нижнему, вакуумному состоянию производят усреднение по большому канонич. ансамблю Гиббса.

Запаздывающие Г. ф. имеют простой физ. смысл, они определяют реакцию системы на включение δ-образного возмущения $B\delta(t-t')$ и дают изменение ср. значения A к моменту t: $\overline{A(t)}=\langle A\rangle+G^{\mathrm{ret}}(t-t')$. Причинные Г. ф. не имеют столь простого физ. смысла, но они тесно связаны с теорией возмущений при нулевой темп-ре, т. е. с вычислением энергии осн. состояния системы. Наиб. тесно связаны с теорией возмущений при отличной от нуля темп-ре T (т. е. с *термодинамической теорией возмущений*) температурные, введённые Т. Мацубарой (T. Matsubara, 1955), Г. ф., к-рые отличаются от причинных Г. ф. тем, что операторы берутся не в обычном представлении Гейзенберга, а в представлении, зависящем от нек-рого мнимого «времени» — $i\tau$, изменяющегося в интервале от $-i/kT$ до нуля:

$$\psi(x,\ \tau)=e^{\tau\mathscr{H}}\,\psi(x)\,e^{-\tau\mathscr{H}},\ \ \bar{\psi}(x,\ \tau)=e^{\tau\mathscr{H}}\,\psi^{+}(x)\,e^{-\tau\mathscr{H}},$$

где $\psi(x)$, $\psi^{+}(x)$ — операторы, удовлетворяющие перестановочным соотношениям *Бозе — Эйнштейна статистики* или *Ферми — Дирака статистики*.

Для таких Г. ф. можно построить диаграммную технику при конечных темп-рах, аналогичную диаграммной технике квантовой теории поля. Все осн. понятия диаграммной техники (собственно энергетич. части, вершинные ф-ции) можно перенести на случай ненулевой темп-ры.

Г. ф. удовлетворяют цепочке зацепляющихся ур-ний, к-рые получаются при дифференцировании Г. ф. по времени (или параметру τ). Вводя для Г. ф. G^{adv}, G^{ret}, G^{c} одинаковые обозначения $G(t-t')=\langle\langle A(t)B(t')\rangle\rangle$, получим

$$i\hbar\partial G(t-t')/\partial t=\langle[A,\ B]\rangle\,\delta(t-t')+$$
$$+\langle\langle A(t)\,\mathscr{H}B(t')-\mathscr{H}A(t)\,B(t')\rangle\rangle.$$

Это ур-ние выражает исходные Г. ф. через Г. ф. более высокого порядка, для к-рых можно получить подобные ур-ния, и т. д. Ур-ния такого типа одинаковы для запаздывающих, опережающих и причинных Г. ф., следовательно, их надо дополнить граничными условиями, используя спектральные представления. Временные корреляц. ф-ции удовлетворяют таким же ур-ниям, но без члена с δ-функцией, поэтому Г. ф. описывают влияние на корреляции мгновенных возмущений. Очевидна их аналогия с Г. ф., к-рые применяют при решении краевых задач матем. физики, описывающих влияние δ-образного возмущения на решение линейных дифференц. ур-ний.

Ур-ния для Г. ф. являются точными, поэтому решение этой цепочки в общем случае чрезвычайно сложно. Однако, если в системе есть малые параметры (малая плотность или малое взаимодействие), оказывается возможным выразить высшие Г. ф. через низшие и «расцепить» цепочку для Г. ф., получив для них замкнутую систему ур-ний. Обычно это делается либо с помощью диаграммной техники, либо с помощью к.-л. аппроксимаций, напр. приближения случайных фаз.

Для временных корреляц. ф-ций удобны спектральные представления:

$$\langle B(t')\,A(t)\rangle=(2\pi)^{-1}\int_{-\infty}^{\infty}I_{BA}(\omega)\exp[i\omega(t'-t)]\,d\omega,$$

где $I_{BA}(\omega)$ — спектральная плотность временных корреляц. ф-ций. Отсюда можно получить спектральные представления для Г. ф. и построить также единую аналитич. ф-цию в комплексной плоскости ω, к-рая в верхней полуплоскости совпадает с запаздывающей Г. ф., а в нижней — с опережающей. Такая Г. ф. очень удобна для приложений, с её помощью можно найти спектральную плотность временных корреляц. ф-ций $I_{BA}(\omega)$ через скачок Г. ф. на действит. оси: $G(\omega+i\varepsilon)-G(\omega-i\varepsilon)=(i\hbar)^{-1}(e^{\hbar\omega/kT}-\eta)\,I_{BA}(\omega)$, $\varepsilon\longrightarrow0$.

Спектральные представления для температурных Г. ф. можно получить, если продолжить их периодически на все значения τ вне интервала $(0,\ \beta=1/kT)$ и разложить в ряд Фурье $G(\tau)=kT\sum_{n}e^{-i\omega_n\tau}G(\omega_n)$, где $G(\omega_n)=(1/2)\int_{-\beta}^{\beta}e^{i\omega_n\tau}G(\tau)\,d\tau$, $\omega_n=(2n+1)\,\pi/\beta$ для ферми-частиц и $\omega_n=2n\pi/\beta$ для бозе-частиц. Фурье-компоненты $G(\omega_n)$ определены лишь для дискретных ω_n, но их можно аналитически продолжить на все ω и получить тем самым временные корреляц. ф-ции.

Особенно важны одночастичные Г. ф., в к-рых $A=\psi(x)$, $B=\psi^{+}(x')$; вещественная и мнимая части полюса этих Г. ф. в комплексной плоскости ω определяют спектр и затухание элементарных возбуждений системы мн. частиц. Ур-ния движения для одночастичных Г. ф. связывают их с двухчастичными Г. ф., в к-рых $A=\psi(x_1)\,\psi^{+}(x_2)$, $B=\psi(x_1')\,\psi^{+}(x_2')$. Эти Г. ф. применяют в теории неравновесных процессов. Г. ф. используют также в статистич. механике классич. систем. В этом случае надо заменить квантовые скобки Пуассона на классические $\{A,\ B\}$, а представление Гейзенберга — на $A(t)=e^{iLt}A$, где оператор Лиувилля L определяется равенством $iLA=\{A,\ \mathscr{H}\}$.

Г. ф. удобны в статистич. физике равновесных систем для вычисления термодинамич. ф-ций и спектров элементарных возбуждений. Они находят применение также и в теории необратимых процессов, т. к. *Грина — Кубо формулы* для кинетич. коэф. можно выразить через Г. ф.

Лит.: Зубарев Д. Н., Двухвременные функции Грина в статистической физике, «УФН», 1960, т. 71, с. 71; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Тябликов С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; Маттук Р.-Д., Фейнмановские диаграммы в проблеме многих тел, пер. с англ., М., 1969; Боголюбов Н. Н. мл., Садовников Б. И., Некоторые вопросы статистической механики, М., 1975; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978. *Д. Н. Зубарев.*

ГРИ́НА — КУ́БО ФО́РМУЛЫ — выражают *кинетические коэффициенты* линейных диссипативных процессов (диффузии, вязкости, теплопроводности) через временны́е *корреляционные функции* потоков (вещества, импульса, тепла). Установлены в 1952—54 М. Грином (M. Green) с помощью теории марковских процессов и в 1957 Р. Кубо (R. Kubo) с помощью теории реакции статистич. системы на внеш. возмущения. Г.— К. ф. применимы к газам, жидкостям и твёрдым телам как для классич., так и для квантовых систем и являются одним из наиб. важных результатов статистич. теории необратимых процессов.

Коэф. самодиффузии D, теплопроводности λ, сдвиговой вязкости η, объёмной вязкости ζ равны

$$D = \lim_{\varepsilon\to 0} m_1^{-2}\int_0^\infty e^{-\varepsilon t}\langle p_1^x p_1^x(t)\rangle\,dt,$$

$$\lambda = \lim_{\varepsilon\to 0,\,V\to\infty}(VkT)^{-1}\int_0^\infty e^{-\varepsilon t}\langle J_Q^x J_Q^x(t)\rangle\,dt,$$

$$\eta = \lim_{\varepsilon\to 0,\,V\to\infty}(VkT)^{-1}\int_0^\infty e^{-\varepsilon t}\langle \pi^{xy}\pi^{xy}(t)\rangle\,dt,$$

$$\zeta = \lim_{\varepsilon\to 0,\,V\to\infty}(VkT)^{-1}\int_0^\infty e^{-\varepsilon t}\langle(1-\mathcal{P})\,\pi^{xx}\pi^{xx}(t)\rangle\,dt,$$

где T — абс. темп-ра, t — время, V — объём, p_i^x — x-компонента импульса i-й частицы, J_Q^x — компонента потока тепла, π^{xy}, π^{xx} — компоненты тензора потока полного импульса, $\mathcal{P}\pi^{xx} = \langle\pi^{xx}\rangle + (H-\langle H\rangle)\,\partial\langle\pi^{xx}\rangle/\partial\langle H\rangle + (N-\langle N\rangle)\,\partial\langle\pi^{xx}\rangle/\partial\langle N\rangle$, H — гамильтониан системы, N — полное число частиц. Предельный переход $\varepsilon\longrightarrow +0$ совершается после вычисления предела $V\longrightarrow\infty$.

Потоки тепла и импульса являются динамич. переменными, зависящими от координат и импульсов всех частиц системы, изменяющихся согласно ур-ниям движения, $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по равновесному распределению Гиббса. В квантовом случае в Г.— К. ф. надо заменить t на $t - i\tau$ и выполнить интегрирование по параметру τ в пределах от 0 до $1/kT$.

Общий характер Г.— К. ф. связан с тем, что для всех макроскопич. систем при малых отклонениях от статистич. равновесия устанавливается квазиравновесная ф-ция распределения, подобная ф-ции распределения Гиббса, параметры к-рой (темп-ра, хим. потенциал и др.) зависят от координат и времени. Решение ур-ния Лиувилля даёт в первом приближении поправку к квазиравновесной ф-ции распределения, пропорциональную градиентам темп-ры и хим. потенциала с коэф., к-рые можно записать в виде Г.— К. ф. Т. о., Г.— К. ф. дают микроскопич. выражения для кинетич. коэф. Частным случаем Г.— К. ф. являются *Кубо формулы*, к-рые выражают реакцию неравновесных ср. физ. величин через запаздывающие *Грина функции*, связывающие изменения наблюдаемых величин с вызывающим их внеш. возмущением. Иногда Г.— К. ф. наз. ф-лами Кубо.

Лит.: Вопросы квантовой теории необратимых процессов, пер. с англ., М., 1961; Термодинамика необратимых процессов, пер. с англ., М., 1962; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980. *Д. Н. Зубарев.*

ГРОМКОГОВОРИ́ТЕЛЬ — *электроакустический преобразователь* (излучатель) для громкого воспроизведения речи, музыки и т. п., преобразующий электрич. сигналы звуковой частоты в акустические. Наиб. совершенные образцы воспроизводят диапазон частот 20—20000 Гц с неравномерностью амплитудно-частотной характеристики не более 2—4 дБ и нелинейными искажениями, не превосходящими 1—2%. Г. простейшей конструкции воспроизводят диапазон частот 300—3000 Гц, их амплитудно-частотные характеристики имеют неравномерность 16—20 дБ, нелинейные искажения достигают 15—20%. Недостаток Г.— низкий кпд (~3%), хотя в наилучших изделиях он доходит до 30%. Всякий Г. состоит из эл.-механич. системы, преобразующей электрич. колебания звуковой частоты в механич. колебания диафрагмы, и механоакустич. системы, обеспечивающей эффективное излучение звука колеблющейся диафрагмой. Создание единого качественного Г., перекрывающего весь частотный диапазон передаваемого звукового спектра, практически невозможно, поэтому наряду с широкополосными Г. получили распространение многополосные (обычно двух- или трёхполосные) системы, в к-рых спектр воспроизводимых частот распределяется между отд. излучателями, каждый из к-рых работает в более узком диапазоне.

Г. подразделяют на эл.-динамические, эл.-статические, пневматические, ионные. Наиб. распространены (до 99%) Г. эл.-динамич. типа, в к-рых вынужденные колебания диафрагмы (диффузора) обусловлены взаимодействием перем. тока в проводнике (в связанной с диафрагмой катушке) и пост. магн. поля. В эл.-статич. Г. колебания вызываются кулоновыми силами между обкладками конденсатора, к к-рым подводится перем. напряжение. Такие Г. обладают весьма высокими показателями, особенно как ВЧ-излучатели многополосных систем, поэтому они применяются иногда для излучения самых высоких частот (10—20 кГц). В пневматич. Г. звуковое поле создаётся путём модуляции воздушного потока от компрессора. Г. этого типа могут быть очень мощными, но качество их низкое и велик уровень собств. шума, обусловленного турбулентностью модулируемого воздушного потока. Их применяют, когда требуется очень большая мощность, напр. в устройствах ПВО, судовых устройствах, для создания звуковых полей высокой интенсивности и т. п. В ионных Г. используется коронный ВЧ-разряд в воздухе. Разрядник располагается в горле рупора, и к нему подводится модулированное по амплитуде сигналом звуковой частоты высокочастотное электрич. напряжение. Акустич. сигнал возникает вследствие изменения темп-ры и объёма газа в разряднике и излучается через рупор в окружающее пространство. Ионные Г., в принципе, могут обеспечить высокое качество, однако они технологически сложны, дороги и пока распространения не получили.

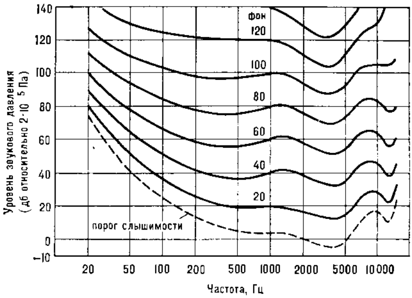
По акустич. оформлению различают Г. прямого излучения, в к-рых диафрагма (диффузор) излучает звук непосредственно в окружающее пространство, и рупорные, в к-рых диафрагма нагружается на рупор, обеспечивающий лучшее согласование её *импеданса акустического* с импедансом окружающей среды и формирующий требуемую направленность. Для устранения эффекта противофазного излучения задней поверхности диафрагмы Г. прямого излучения используются спец. ящики («закрытые системы»), инверторы фазы и спец. пассивные излучатели. Такие Г. применяются как широкополосные излучатели или как НЧ-излучатели многополосных систем. По сравнению с Г. прямого излучения рупорные Г. обладают более высоким кпд, но и бо́льшим габаритом.

Лит.: Сапожков М. А., Электроакустика, М., 1978; Иофе В. К., Корольков В. Г., Сапожков М. А., Справочник по акустике, М., 1979; Вахитов Я. Ш., Теоретические основы электроакустики и электроакустическая аппаратура, М., 1982. *Б. Г. Белкин.*

ГРО́МКОСТЬ ЗВУ́КА — субъективное качество слухового ощущения, позволяющее располагать все звуки по шкале от тихих до громких. Г. з. зависит гл. обр. от *интенсивности звука*, но также и от распределения энергии по шкале частот. Единицу Г. з. 1 сон определяют как громкость тона с частотой 1 кГц и уровнем звукового давления 40 дБ (относительно $2\cdot10^{-5}$ Па).

Измерение громкости произвольного звука основано на способности человека устанавливать равенство громкости двух звуков или их отношение (во сколько раз один звук громче другого). Для чистых тонов Г. з. зависит от уровня звукового давления p по закону $Г=k(p-p_0)^n$, где p_0 — порог слышимости, k — постоянная, зависящая от частоты звука, его длительности и индивидуальных особенностей слушателя; величина n зависит от p и при $p_0<p<30$ дБ $n>2$, при 30 дБ $<p<60$ дБ $n\approx1$, при $p>60$ дБ $n\approx0{,}5$. В определ. пределах при одинаковых частоте и интенсивности двух звуков более короткий кажется менее громким (явление временной суммации громкости). Постоянная времени такой суммации прибл. равна 10 мс. Вблизи порога слышимости она больше, чем при высоких уровнях звукового давления.

В практич. задачах Г. з. принято характеризовать уровнем Г. з., измеряемым в фонах. Уровень Г. з. тона 1 кГц в фонах численно равен уровню *звукового давления* в дБ. Для произвольного звука уровень Г. з. определяется подбором равногромкого тона 1кГц с



Зависимость уровня звукового давления чистых тонов от частоты при заданной громкости. Каждая кривая объединяет тоны всех частот, одинаковые по громкости для слушателей в возрасте 18—20 лет с нормальным слухом (кривые взяты по рекомендациям Международной организации стандартов, принятых и в СССР).

известным уровнем громкости. Для оценки уровня Г. з. синусоидальных тонов, узкополосных шумов и нек-рых созвучий удобно пользоваться кривыми равной громкости, принятыми междунар. стандартом (рис.). Кривые равной громкости используются при построении *шумомеров*, предназначенных для измерения уровня громкости шумов.

Лит.: Цвикер Э., Фельдкеллер Р., Ухо как приёмник информации, пер. с нем., 2 изд., М., 1971.

Н. А. Дубровский.

ГРУ́ППА — множество, на к-ром определена операция, наз. умножением и удовлетворяющая спец. условиям (групповым аксиомам): в Г. существует единичный элемент; для каждого элемента Г. существует обратный; операция умножения ассоциативна. Понятие Г. возникло как обобщение при рассмотрении конкретных групп преобразований (взаимно однозначных отображений разл. множеств на себя). Для преобразований роль умножения играет композиция преобразований, т. е. последоват. выполнение сначала одного из них, а потом второго. Такая операция по определению ассоциативна. Роль единицы играет тождественное преобразование. Любую Г. можно реализовать как Г. преобразований, сохранив при этом внутр. алгебраич. структуру.

Понятие Г. зародилось в кон. 18 — нач. 19 вв. независимо в трёх областях математики: в теории алгебраич. ур-ний [Ж. Лагранж (J. Lagrange), А. Вандермонд (A. Vandermonde), Н. Абель (N. Abel), Э. Галуа (E. Galois)], геометрии [А. Мёбиус (A. Möbius), А. Кэли (A. Cayley)] и теории чисел [Л. Эйлер (L. Euler), К. Гаусс (C. Gauss)]. В законченном виде понятие Г. оформилось в кон. 19 — нач. 20 вв. [К. Жордан (C. Jordan), Ф. Клейн (F. Klein), С. Ли (S. Lie), Г. Вейль (H. Weyl)].

Б. ч. приложений теории Г. связана с тем, что в терминах Г. естественно выражается свойство симметрии той или иной физ. системы или её матем. модели (напр., геом. фигуры). Система обладает симметрией, если её свойства остаются инвариантными (неизменными) при нек-ром преобразовании её элементов. Г. преобразований, оставляющих свойства системы инвариантными, наз. групповой симметрии. Напр., Г. симметрии равностороннего треугольника содержит повороты вокруг его центра на углы, кратные 120°, и отражения относительно осей, каждая из к-рых проходит через центр и одну из вершин. Практически важный пример — непрерывные симметрии, с к-рыми в физике связаны *сохранения законы* (см. *Нётер теорема*, *Симметрия* законов физики).

Первые применения теории Г. в физике были связаны с выделением геом. элементов симметрии. Так, в 1890 Е. С. Фёдоров нашёл все возможные Г. *симметрии кристаллов* (кристаллографические, или фёдоровские Г.). Квантовомеханич. теория атома водорода, построенная в 20-х гг., существенно опиралась на тот факт, что атом водорода обладает центр. симметрией, т. е. его свойства инвариантны относительно группы вращений (см. *Вращений группа*). Понимание таких характеристик элементарных частиц, как масса и спин, было достигнуто в рамках теоретико-группового подхода [Ю. П. Вигнер (E. P. Wigner), 1939], когда стало понятно, что симметрии релятивистской элементарной частицы описываются Г. движений пространства-времени, в к-ром она распространяется (*Пуанкаре группой*).

В нач. 50-х гг. было введено понятие *внутренней симметрии*, связанной не со структурой пространства-времени, а с нек-рыми свойствами взаимодействий (*изотопическая инвариантность*, *унитарная симметрия*). В 60-х гг. развивается теория *калибровочных полей*, или *Янга — Миллса полей*, где гл. роль играет Г. *калибровочных преобразований*, к-рая получается, если преобразования из Г. внутр. симметрий совершать в разных точках независимо друг от друга. Развитие теории калибровочных полей повысило интерес физиков к совр. теории Г. Групповые методы существенны также в теории *перенормировок* (см. *Ренормализационная группа*).

Теоретико-групповые методы применяют в спектроскопии атомов и молекул (см. *Симметрия молекул*, *Перестановок группа*), ядерной физике, квантовой теории поля, квантовой механике, физике твёрдого тела, теории ур-ний матем. физики. В приложениях используют гл. обр. теорию *представлений групп*, т. е. реализаций Г. преобразованиями линейного пространства. Эта теория позволяет извлекать количеств. следствия из одного лишь факта, что физ. система обладает той или иной симметрией.

Основные определения. Операция умножения в группе G каждой (упорядоченной) паре элементов g, g' ставит в соответствие третий элемент $g''=gg'$, наз. их произведением. Эта операция должна удовлетворять групповым аксиомам: 1) она ассоциативна, $g(g'g'')=(gg')g''$; 2) существует элемент e, наз. групповой единицей, умножение на к-рую ничего не меняет, $ge=eg=g$; 3) для любого элемента g существует обратный элемент g^{-1}, к-рый при умножении на g даёт единицу, $gg^{-1}=g^{-1}g=e$. Умножение в Г., вообще говоря, не перестановочно, $gg'\neq g'g$. Г., для к-рых умножение перестановочно (коммутативно), наз. коммутативными или абелевыми. В таких Г. групповая операция часто наз. не умножением, а сложением, вместо gg' используют обозначение $g+g'$, а элемент e наз. нулём.

С точки зрения групповой структуры, природа элементов Г. несущественна. Г. задана, если любым способом описаны все её элементы и определена групповая операция над ними. Напр., в конечной Г. (содержащей конечное число элементов, наз. порядком Г.) групповую операцию можно задать с помощью табл. умножения. В приложениях Г. возникает обычно в нек-рой конкретной реализации, её элементами могут быть, напр., числа, матрицы, операторы и т. д. При этом групповую операцию можно задавать как сложение или умножение чисел, умножение матриц или операторов и т. п. Наиб. распространение имеет реализация элементов Г. как преобразований, т. е. взаимно однозначных отображений разл. множеств на себя, $g: X \to X$. Групповой операцией в этом случае является композиция отображений, $(gg')(x)=g(g'(x))$, такое определение гарантирует ассоциативность умножения.

Часто группу G задают как Г. всех преобразований данного множества X, сохраняющих нек-рую матем. структуру, введённую на этом множестве. Так, если X — конечное множество (без какой бы то ни было дополнит. структуры), то G состоит из всех перестановок точек X; если X — векторное пространство, то G — совокупность всех линейных невырожденных преобразований X; если X — вещественное евклидово (соответственно комплексное гильбертово) пространство, то G — совокупность ортогональных (соответственно унитарных) преобразований; если X — гладкое многообразие (точки к-рого в каждой достаточно малой окрестности задаются координатами, а переход от одной системы координат к другой описывается гладкими ф-циями), то G — совокупность всех диффеоморфизмов (взаимно однозначных преобразований, описывающихся гладкими ф-циями в любой системе координат).

Подмножество K в группе G наз. подгруппой, если оно само является Г. относительно той же групповой операции. Подмножество gK, состоящее из элементов вида gk, где $k \in K$, наз. левым смежным классом элемента g по подгруппе K. Два смежных класса gK, $g'K$ либо не имеют ни одного общего элемента, либо полностью совпадают (последнее имеет место при $g' \in gK$). Т. о., группа G разбивается на непересекающиеся смежные классы. Можно рассматривать смежные классы как элементы нек-рого нового множества. Оно наз. фактор-пространством Г. G по подгруппе K и обозначается G/K. Аналогично можно ввести и правые смежные классы Kg, к-рые также осуществляют (вообще говоря, другое) разбиение Г. Множество правых классов также наз. фактор-пространством и обозначается $K \backslash G$.

Подгруппа $K \subset G$ наз. инвариантной подгруппой (или нормальным делителем), если для любого $g \in G$ имеет место $gKg^{-1}=K$ (т. е. $gkg^{-1} \in K$, коль скоро $k \in K$). В случае инвариантной подгруппы правые смежные классы совпадают с левыми, $Kg=gK$. В этом случае умножение на Г. естеств. образом определяет умножение смежных классов: $(gK)(g'K)=(gg')K$, так что фактор-пространство G/K превращается в Г. Эта Г. наз. фактор-группой G по K. Напр., в группе Пуанкаре P выделяют две подгруппы: Г. трансляций T и *Лоренца группу* L. Подгруппа T инвариантна в P. Фактор-группа P/T изоморфна L (об изоморфизме см. ниже). Примером инвариантной подгруппы является центр группы G, т. е. множество элементов, каждый из к-рых коммутирует со всеми остальными элементами Г.

Отображение $\varphi: G_1 \to G_2$ одной Г. на другую наз. изоморфизмом, если это отображение взаимно однозначно и согласовано с групповым умножением в обеих Г., т. е. если $\varphi(gg')=\varphi(g)\varphi(g')$ для любых g, $g' \in G_1$. В этом случае Г. G_1 и G_2 наз. изоморфными, что обозначают $G_1 \approx G_2$ или $G_1=G_2$. Изоморфизм Г. на ту же самую Г. (на себя) наз. автоморфизмом. Изоморфные Г. не отличаются с точки зрения своей внутр. групповой структуры. Когда говорят об абстрактной Г., имеют в виду, что Г. задана с точностью до изоморфизма (т. е. задан на самом деле лишь класс изоморфных друг другу Г.). Наоборот, конкретная реализация Г. означает выбор одной определённой Г. из класса изоморфных. Напр., Г. $\mathbb{R}$ всех веществ. чисел со сложением в качестве групповой операции изоморфна Г. $\mathbb{R}_+$ положит. чисел с умножением в качестве групповой операции (изоморфизм в одном направлении осуществляется операцией exp, в обратном — операцией ln). Можно считать, что $\mathbb{R}$ и $\mathbb{R}_+$ это разные реализации одной и той же абстрактной Г. Ещё одной реализацией той же Г. является Г. сдвигов (трансляций) веществ. прямой. Точно так же разл. реализациями одной и той же абстрактной Г. являются окружность (со сложением углов в качестве групповой операции), Г. движений окружности, Г. поворотов плоскости и Г. всех комплексных чисел, по модулю равных единице (с умножением в качестве групповой операции). Соответствующую абстрактную Г. часто обозначают через $\mathbb{T}$ или $\mathbb{T}^1$ (одномерный тор, т. е. окружность).

Более общим, чем изоморфизм, является понятие гомоморфизма Г. Отображение $\varphi: G_1 \to G_2$ одной Г. в другую наз. гомоморфизмом, если оно согласовано с групповым умножением в обеих Г. В этом случае не требуется, чтобы образ отображения $\varphi(G_1)$ совпадал с группой G_2. Он может быть подгруппой в G_2. Не требуется и взаимной однозначности отображения, так что одному элементу в $\varphi(G_1)$ может соответствовать более чем один прообраз в G_1. Множество прообразов единицы, $\varphi^{-1}(e_2)$, образует в G_1 инвариантную подгруппу, наз. ядром гомоморфизма. Фактор-группа $G_1/\varphi^{-1}(e_2)$ изоморфна группе $\varphi(G_1)$.

Если G' — группа линейных преобразований (невырожденных операторов) в нек-ром линейном пространстве L, то гомоморфизм $U: G \to G'$ наз. представлением группы G (точнее, линейным представлением). Т. о., линейное представление каждому элементу g группы G ставит в соответствие невырожденный линейный оператор $U(g)$, причём произведению элементов Г. соответствует произведение операторов, $U(g_1g_2)=U(g_1)U(g_2)$.

В более общем случае, когда G' — Г. преобразований множества X любой природы, говорят, что гомоморфизм $\varphi: G \to G'$ определяет действие группы G на X (иногда такой гомоморфизм наз. нелинейным представлением группы). Вместо $\varphi(g)x$ результат действия элемента g на точку x обозначают иногда gx.

Пространство X, на к-ром задано действие группы G, наз. G-пространством. Если Г. действует транзитивно, т. е. для любой пары точек x, $x' \in X$ найдётся элемент группы g, переводящий одну из этих точек в другую, $x'=gx$, то X наз. однородным пространством. Фактор-пространство всегда является однородным пространством. Напр., группа Лоренца L не является инвариантной подгруппой в группе Пуанкаре P, поэтому фактор-пространство P/L является однородным пространством, но не фактор-группой. Любое G-пространство представляется в виде объединения непересекающихся подпространств, в каждом из к-рых Г. действует транзитивно. Эти подпространства наз. областями транзитивности или орбитами группы. Стационарной подгруппой (стабилизатором) нек-рой точки $x_0 \in X$ наз. множество элементов Г., оставляющих эту точку на месте.

Прямым произведением групп G_1 и G_2 наз. множество пар (g_1, g_2), где $g_1 \in G_1$, $g_2 \in G_2$, с определённой на этом множестве операцией умножения $(g_1, g_2)(g_1', g_2')=(g_1g_1', g_2g_2')$. Т. о., прямое произведение Г. также является Г., к-рая обозначается $G_1 \otimes G_2$

или $G_1 \times G_2$. Если Г.-сомножители совпадают, то используется обозначение $G \otimes \ldots \otimes G = G^n$. Если Г.-сомножители коммутативны, то их прямое произведение — также коммутативная Г. В этом случае иногда вместо термина «прямое произведение» употребляют термин «прямая сумма» и вводят обозначение $G_1 \oplus G_2$ или $G_1 + G_2$.

Топологические типы групп. Обычно встречающиеся на практике Г. являются топологич. группами. Это значит, что для элементов Г. определено понятие предельного перехода, причём операция умножения и переход к обратному элементу непрерывны (т. е., если $g_n \to g$ и $g_n' \to g'$ при $n \to \infty$, то $g_n g_n' \to gg'$ и $g_n^{-1} \to g^{-1}$). С точки зрения топологии выделяются след. типы Г.

1. Дискретные группы. Это Г. с тривиальной топологией: последовательность $\{g_n\}$ сходится только тогда, когда она стабилизируется, т. е. все её элементы, начиная с нек-рого, равны, $g_N = g_{N+1} = \ldots$. Дискретными являются, напр., все конечные Г. и кристаллографич. Г. (Г. симметрии кристаллич. решёток).

2. Компактные группы. Это Г., в к-рых из каждой последовательности $\{g_n\}$ можно выделить сходящуюся подпоследовательность. Компактные Г. имеют «конечный объём». Более точно, инвариантная мера Г. конечна в том и только в том случае, если Г. компактна (мера на Г. наз. инвариантной, если меры подмножеств B и gB равны для любого подмножества $B \subset G$ и элемента $g \in G$). Среди дискретных Г. компактными являются только конечные Г. Примеры компактных Г.: Г. вращений окружности и сферы (и вообще Г. движений компактных многообразий), Г. унитарных преобразований в конечномерном гильбертовом пространстве $U(n)$ и Г. ортогональных преобразований в конечномерном евклидовом пространстве $O(n)$.

3. Локально компактные группы. Это такие Г., в к-рых каждый элемент обладает компактной окрестностью. Этот класс Г. очень широк: он содержит все дискретные и все компактные Г., а также все конечномерные группы Ли (см. ниже). Характеристическим свойством локально компактной Г. является наличие инвариантной меры на ней (т. н. меры Хаара). К классу локально компактных относится бóльшая часть Г., используемых в физике.

4. Группы Ли (ГЛ) отличаются тем, что их элементы можно охарактеризовать конечным набором числовых параметров, т. е. на Г. можно ввести систему координат (см. ниже).

5. Бесконечномерные группы Ли являются обобщением ГЛ. Элементы таких Г. характеризуются заданием бесконечного набора числовых параметров (или нек-рого количества ф-ций). В физике используют в осн. Г. линейных операторов в бесконечномерных линейных пространствах, Г. диффеоморфизмов гладких многообразий и Г. калибровочных преобразований. Теория таких Г. разработана в гораздо меньшей степени, чем теория обычных (конечномерных) ГЛ. Большинство результатов здесь носит отрицат. характер: эти Г. не являются локально компактными, на них не существует инвариантного интеграла, они могут не иметь полной системы унитарных представлений.

Алгебраические типы групп. С точки зрения алгебраич. (групповой) структуры среди всех Г. выделяют след. типы.

1. Коммутативные (абелевы) группы. Это Г., для к-рых любые два элемента перестановочны: $gg' = g'g$. Простейшими дискретными коммутативными Г. являются Г. целых чисел $\mathbb{Z}$ (групповая операция — сложение) и Г. $\mathbb{Z}_n$ вычетов по модулю n (она получается из $\mathbb{Z}$, если элементом Г. считать класс целых чисел, отличающихся друг от друга на числа, кратные n). Простейшими непрерывными коммутативными Г. являются Г. $\mathbb{R}$ всех веществ. чисел (групповая операция — сложение) и Г. $\mathbb{T} = SO(2)$ поворотов плоскости.

Всякая связная коммутативная одномерная Г. изоморфна либо $\mathbb{R}$, либо $\mathbb{T}$ (связной наз. Г., любые два элемента к-рой можно соединить непрерывной кривой, целиком принадлежащей Г.). Всякая связная коммутативная ГЛ изоморфна прямому произведению таких Г., т. е. $\mathbb{R}^n \otimes \mathbb{T}^m$ ($\mathbb{T}^m$ — m-мерный тор). Дискретную Г. удобно описывать с помощью её образующих, т. е. таких элементов, что всякий элемент Г. представляется в виде произведения элементов-образующих. Г. с одной образующей (циклическая) изоморфна либо $\mathbb{Z}$, либо $\mathbb{Z}_n$. Любая дискретная коммутативная Г. с конечным числом образующих является прямым произведением циклич. групп, т. е. изоморфна $\mathbb{Z}^n \otimes \mathbb{Z}_{n_1} \otimes \ldots \otimes \mathbb{Z}_{n_s}$ (набор чисел $n_1, \ldots, n_s$ не определяется однозначно заданием Г.). Важными для физики примерами коммутативных Г. являются Г. трансляций n-мерного евклидова или псевдоевклидова пространства, изоморфная $\mathbb{R}^n$, и Г. трансляций n-мерной решётки, изоморфная $\mathbb{Z}^n$.

2. Разрешимые группы. Группа G наз. разрешимой, если в ней есть конечная цепочка вложенных друг в друга подгрупп $G = G_0 \supset G_1 \supset G_2 \supset \ldots \supset G_{n-1} \supset G_n = \{e\}$, обладающая свойствами: а) G_{k+1} — инвариантная подгруппа в G_k; б) фактор-группа G_k/G_{k+1} коммутативна. Изучение разрешимых Г. в большой степени сводится к изучению коммутативных Г. Абелева ГЛ разрешима. Пример разрешимой Г. — группа движений евклидовой плоскости. Термин «разрешимая» отражает роль этих Г. в теории алгебраич. и дифференц. ур-ний. А именно: алгебраич. ур-ние n-й степени разрешимо в радикалах (соответственно обыкновенное дифференц. ур-ние n-го порядка разрешимо в квадратурах), если и только если его т. н. группа Галуа (соответственно группа Ли—Ритта—Колчина) разрешима.

3. Нильпотентные группы. Группа G наз. нильпотентной, если она разрешима и, кроме того, для любого $g \in G$ и любого $g_i \in G_i$ элемент $gg_ig^{-1}g_i^{-1}$ (наз. коммутатором g и g_i) лежит в G_{i+1}. Др. словами, все G_i инвариантны в G и группа G_i/G_{i+1} принадлежит центру группы G/G_{i+1}.

4. Простые группы. Это класс Г., наиб. далёкий от класса коммутативных Г. Группа G наз. простой, если она не содержит инвариантных подгрупп, отличных от самой Г. и единичной подгруппы. Примером простых Г. являются Г. $PSU(n)$ проективной унитарной симметрии. Прямое произведение простых Г. иногда наз. полупростой группой (полупростая Г. характеризуется отсутствием абелевых инвариантных подгрупп). Описание всех простых ГЛ известно (см. *Ли алгебра*), а описание всех конечных простых Г. близится к завершению.

5. Расширения групп. Пусть в группе G есть инвариантная подгруппа G_0. Обозначим фактор-группу G/G_0 через G_1. Говорят, что G является расширением G_1 с помощью G_0. Предположим, что в каждом смежном классе gG_0 можно выбрать по одному представителю так, чтобы произведение представителей было представителем. Тогда множество представителей образует подгруппу группы G, изоморфную G_1. В этом случае говорят, что расширение тривиально или что G является полупрямым произведением G_1 на G_0. Напр., группа Пуанкаре является полупрямым произведением группы Лоренца на Г. 4-мерных трансляций, а Г. движений евклидова пространства — полупрямым произведением Г. вращений на Г. трансляций. В теории Г. разработаны методы (когомологии групп), позволяющие описывать все расширения с заданными G_1 и G_0. Для широкого класса Г. (напр., для конечных Г. и для связных ГЛ) доказано, что каждая из них является расширением полупростой Г. с помощью разрешимой Г. Большинство кристаллографич. Г. являются нетривиальными расширениями нек-рой конечной Г. вращений и отражений с

помощью дискретной Г. трансляций. Тривиальными расширениями (полупрямыми произведениями) являются Г. движений евклидовых и псевдоевклидовых пространств, в т. ч. группа Пуанкаре.

Группы Ли. Элементы ГЛ задают конечным набором числовых параметров (координат) так, что групповое умножение и переход к обратному элементу выражаются с помощью гладких (бесконечно дифференцируемых) ф-ций от этих параметров. Число параметров наз. *размерностью* ГЛ. Параметры могут быть вещественными или комплексными, в соответствии с этим ГЛ наз. *вещественной* или *комплексной* ГЛ. Каждую комплексную ГЛ можно рассматривать как веществ. ГЛ вдвое большей размерности. Примерами ГЛ являются физически важные Г. трансляций, вращений, конформных и унитарных преобразований разных размерностей, группа Лоренца, группа Пуанкаре и т. д. ГЛ в целом может обладать такой топологией, что её невозможно покрыть одной системой координат. Это имеет место даже для такой простой ГЛ, как Г. поворотов плоскости, $SO(2)$. Топологически эта Г. эквивалентна окружности и не может быть гладко отображена на веществ. прямую (ось координат) или к.-л. интервал этой прямой.

Поэтому в общем случае на ГЛ вводит целое семейство *систем координат* (карт), каждая из них покрывает нек-рую область Г. (*координатную окрестность*). На пересечении любых двух координатных окрестностей, где имеют смысл сразу две системы координат, переход от одной из них к другой описывается с помощью гладких (бесконечно дифференцируемых) ф-ций. Операция умножения в Г. и переход к обратному элементу в любой системе координат описываются гладкими (бесконечно дифференцируемыми) ф-циями. Сказанное можно сформулировать след. образом: ГЛ — это группа, к-рая одновременно является гладким *многообразием*, причём групповая структура согласована со структурой многообразия.

Для определения алгебры Ли пользуются матричной реализацией (линейным представлением) Г.: пусть каждый элемент g группы G представляет собой матрицу (или, что то же, линейный оператор в конечномерном линейном пространстве). Элемент g характеризуется набором числовых параметров (координат на Г.), $g = g(x^1, \ldots, x^n)$. Условимся выбирать эти параметры так, чтобы единице Г. соответствовали нулевые значения параметров, $e = g(0, \ldots, 0)$. Тогда *инфинитезимальным оператором (генератором)* Г. G наз. производная от ф-ции g по одному из параметров, взятая в единице Г.: $X_i = [\partial g/\partial x^i]_{x^1=\ldots=x^n=0}$. Ясно, что генераторы являются матрицами (операторами) той же размерности, что и элементы Г. Оказывается, что коммутатор двух генераторов линейно выражается через генераторы: $[X_i, X_j] = X_iX_j - X_jX_i = \sum_k C_{i\ j}^{\ k} X_k$. Числа $C_{i\ j}^{\ k}$ наз. *структурными константами* Г. Существенно, что набор структурных констант не зависит от того, какая матричная реализация (представление) Г. выбрана для определения операторов X_i. Поэтому структурные константы характеризуют не конкретное представление, а саму Г. В то же время структурные константы зависят от выбора системы координат вблизи единицы Г. При изменении системы координат структурные константы меняются как *тензоры*. Выбором системы координат обычно добиваются, чтобы набор структурных констант был по возможности более простым. Для полупростой ГЛ можно построить из генераторов скалярный квадратичный оператор C, наз. *оператором Казимира*: $C = \sum g_{pq}^{-1} X_p X_q$, где $g_{pq} = \sum_{st} C_{p\ t}^{\ s} C_{q\ s}^{\ t}$ — метрич. тензор Картана.

Операторы X_i, $i = 1, \ldots, n$, образуют базис алгебры Ли. Произвольный элемент алгебры является линейной комбинацией базисных элементов, $X = \sum_i c_i X_i$.

Т. о., алгебра Ли группы Ли G является *касательным пространством* к многообразию G в точке e.

Можно определить структурные константы и не обращаясь к матричной реализации (линейному представлению) Г. Пусть в нек-рой системе координат закон умножения в ГЛ имеет вид $x''^k = \psi^k(x, x')$, так что $g(x)\,g(x') = g(x'')$ (здесь одной буквой x обозначен весь набор координат $x^1, \ldots, x^n$). По определению ГЛ, ф-ции $\psi^k(x, x')$ должны быть бесконечно дифференцируемы. Разложение их в ряд Тейлора имеет вид

$$\psi^k(x, x') = x^k + x'^k + B_{i\ j}^{\ k} x^i x'^j + \ldots,$$

где многоточие обозначает члены более высоких порядков. Тогда величины $C_{i\ j}^{\ k} = B_{i\ j}^{\ k} - B_{j\ i}^{\ k}$ являются структурными константами и определяют соответствующую алгебру Ли. Существуют также способы построения алгебры Ли по ГЛ, не использующие явно систему координат. Для изучения ГЛ важны *однопараметрич. подгруппы* (т. е. одномерные ГЛ). Параметр t в такой подгруппе выбирают так, чтобы выполнялись равенства $x(0) = e$, $x(t)\ x(s) = x(t+s)$. Существует взаимно однозначное соответствие между однопараметрич. подгруппами в ГЛ G и элементами её алгебры Ли $\mathfrak{g}$: подгруппе $x(t)$ соответствует касательный вектор $\dot{x}(0)$.

Экспоненциальное отображение алгебры Ли $\mathfrak{g}$ в ГЛ G определяют так: $\exp X = x(1)$, где $x(t)$ — однопараметрич. подгруппа, соответствующая элементу X. Для матричных ГЛ отображение exp совпадает с обычной экспонентой: $\exp X = \sum_{k=0}^{\infty} X^k/k!$. Обратное отображение (определённое только в нек-рой окрестности единицы) иногда обозначают ln. С помощью экспоненц. отображения в ГЛ G определяют *канонич. систему координат*: координатами точки $g = \exp X$ служат коэф. разложения $X = \ln g$ по базису в алгебре Ли: $X = \sum_{i=1}^{n} c_i X_i$. Осн. свойство экспоненц. отображения — его *функториальность*, к-рая выражается коммутативной диаграммой:

$$\begin{array}{ccc} G_1 & \xrightarrow{\varphi} & G_2 \\ \exp\uparrow & & \uparrow\exp \\ \mathfrak{g}_1 & \xrightarrow{\varphi'(e)} & \mathfrak{g}_2 \end{array},$$

где φ — любой гомоморфизм ГЛ G_1 в ГЛ G_2, а $\varphi'(e)$ — производная отображения в точке e. Это значит, что в канонич. координатах любой гомоморфизм ГЛ записывается линейными ф-циями.

Наиб. важными примерами ГЛ являются Г. $GL(n, \mathbb{R})$ всех невырожденных (обратимых) $n \times n$ матриц с веществ. элементами и Г. $GL(n, \mathbb{C})$ всех невырожденных $n \times n$ матриц с комплексными элементами. Координатами в этих Г. могут служить сами матричные элементы. Поэтому $GL(n, \mathbb{R})$ — это веществ. ГЛ размерности n^2, а $GL(n, \mathbb{C})$ — комплексная ГЛ размерности n^2 (к-рую можно рассматривать как веществ. ГЛ размерности $2n^2$). Алгеброй Ли группы $GL(n, \mathbb{R})$ [соответственно $GL(n, \mathbb{C})$] является пространство всех $n \times n$ матриц с веществ. (соответственно комплексными) элементами. Она обозначается через $\mathfrak{gl}(n, \mathbb{R})$ [соответственно $\mathfrak{gl}(n, \mathbb{C})$].

В назв. матричных ГЛ отражены свойства их элементов. В общем случае ставят букву L (линейность), унитарность отмечают буквой U, ортогональность — буквой O. Если матрицы имеют единичный определитель (унимодулярны), в назв. Г. ставят букву S. В скобках после названия указывают ранг (число строк) матриц, образующих Г. Если ГЛ G реализована как подгруппа в $GL(n, \mathbb{R})$ или $GL(n, \mathbb{C})$, то её алгебра Ли $\mathfrak{g}$ является подалгеброй в $\mathfrak{gl}(n, \mathbb{R})$ или $\mathfrak{gl}(n, \mathbb{C})$. Напр., Г. $O(n)$ ортогональных матриц и Г. $SO(n)$ ортогональных унимодулярных матриц имеют одну и ту же алгебру Ли $so(n)$, состоящую из всех антисимметричных веществ. матриц; группе $SL(n, \mathbb{R})$ веществ. унимодулярных матриц соответствует алгебра Ли $sl(n, \mathbb{R})$, состоящая из матриц с нулевым следом; группе $U(n)$ унитарных матриц соответствует алгебра Ли $u(n)$ антиэрмитовых матриц (т. е. таких, что $X^+ = -X$).

Тесная связь между ГЛ и алгеброй Ли позволяет свести изучение представлений ГЛ к изучению представлений алгебры Ли. В конечном счёте задача сводится к исследованию представлений генераторов Г. Задать такое представление — значит задать n матриц (или в общем случае линейных операторов) X_i, удовлетворяющих коммутац. соотношениям с заданным набором структурных констант. Именно эту методику (и н ф и н и т е з и м а л ь н ы й   п о д х о д) обычно используют при изучении представлений ГЛ.

Алгебра Ли характеризует лишь локальные свойства ГЛ, т. е. такие, к-рые можно сформулировать в терминах достаточно малой окрестности единицы. В частности, для определения алгебры Ли достаточно ввести координаты лишь в нек-рой окрестности единицы.

Отображение $\varphi: G_1 \to G_2$ одной ГЛ на другую ГЛ наз. и з о м о р ф и з м о м   г р у п п   Л и, если оно взаимно однозначно, согласовано с групповым умножением в каждой Г. и является гладким (т. е. в любой системе координат выражается гладкими ф-циями). ГЛ G_1 и G_2 в этом случае наз. и з о м о р ф н ы м и. Две ГЛ наз. л о к а л ь н о   и з о м о р ф н ы м и, если изоморфизм определён в нек-рой окрестности единицы (но, вообще говоря, не продолжается на всю Г.). Локально изоморфные ГЛ имеют одинаковые (изоморфные) алгебры Ли. Обратно, если две ГЛ имеют изоморфные алгебры Ли, то они локально изоморфны.

ГЛ наз. о д н о с в я з н о й, если любая замкнутая кривая в этой Г. может быть непрерывной деформацией стянута в точку. Для любой ГЛ G совокупность G_0 тех её элементов, к-рые можно соединить с единицей непрерывной кривой, образует максимальную связную подгруппу в G, наз. с в я з н о й   к о м п о н е н т о й   е д и н и ц ы   Г. G. Подгруппа G_0 инвариантна в G, а фактор-группа G/G_0 дискретна. Напр., для Г. $O(n)$ связной компонентой единицы является подгруппа $SO(n)$. Фактор-группа $O(n)/SO(n)$ состоит из двух элементов. Связная ГЛ G является разрешимой (соответственно нильпотентной, почти простой, полупростой), если и только если её алгебра Ли $\mathfrak{g}$ разрешима (соответственно нильпотентна, проста, полупроста).

Среди всех связных ГЛ, локально изоморфных данной Г. G, есть ровно одна односвязная Г. $\tilde{G}$, наз. у н и в е р с а л ь н о й   н а к р ы в а ю щ е й   Г. G. Все прочие Г., локально изоморфные G, являются фактор-группами $\tilde{G}$ по различным дискретным инвариантным подгруппам, принадлежащим центру Г. $\tilde{G}$. Напр., все коммутативные связные ГЛ размерности n локально изоморфны. Односвязной Г. среди них (универсальной накрывающей для всех них) является $\mathbb{R}^n$ — евклидово n-мерное пространство со сложением в качестве групповой операции (или Г. трансляций этого пространства). Произвольная Г. из этого класса имеет вид $\mathbb{R}^n/\Gamma$, где Γ — нек-рая решётка (дискретная подгруппа) в $\mathbb{R}^n$. Если группа Γ порождена k линейно независимыми векторами, то $\mathbb{R}^n/\Gamma$ изоморфна $\mathbb{R}^{n-k} \otimes \mathbb{T}^k$.

Всякая ГЛ локально изоморфна нек-рой матричной Г. Для мн. типов ГЛ это утверждение верно не только локально, но и в целом (глобально). В частности, все разрешимые, все компактные и все комплексные ГЛ допускают глобальную матричную реализацию.

Всякая связная односвязная ГЛ является полупрямым произведением связной односвязной полупростой ГЛ на связную односвязную разрешимую ГЛ. Все полупростые ГЛ полностью описаны (см. *Ли алгебра*), а классификация разрешимых ГЛ доведена до размерности 6.

Лит.: Л ю б а р с к и й   Г. Я., Теория групп и ее применение в физике, М., 1958; В и г н е р   Е., Теория групп и ее приложения к квантовомеханической теории атомных спектров, пер. с англ., М., 1961; Х о л л   М., Теория групп, пер. с англ., М., 1962; Х а м е р м е ш   М., Теория групп и ее применение к физическим проблемам, пер. с англ., М., 1966; Л я х о в с к и й   В. Д., Б о л о х о в   А. А., Группы симметрии и элементарные частицы, Л., 1983; Э л л и о т   Д ж., Д о б е р   П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983; Р и х т м а й е р   Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 2, М., 1984; В е й л ь   Г., Теория групп и квантовая механика, пер. с англ., М., 1986.

А. А. Кириллов, М. Б. Менский.

ГРУППИРОВАТЕЛЬ (банчер) — устройство, осуществляющее разбиение непрерывного пучка заряж. частиц на отд. сгустки или усиливающее степень группирования в пучке (сжимающее сгустки). Обычно это — ВЧ-устройство (резонатор или система резонаторов, волновод), расположенное на траектории пучка и в зависимости от фазы поля в момент прохождения частицей этого устройства замедляющее или ускоряющее частицы так, чтобы на выходе Г. они собрались в компактные сгустки. Простейший Г. клистронного типа представляет собой резонатор с малым ускоряющим зазором и примыкающий к нему дрейфовый промежуток. Частица, проходящая ускоряющий зазор в момент прохождения напряжения через нуль («средняя» частица), не меняет скорости; частицы, попавшие в зазор позже, приобретают дополнит. скорость и после зазора постепенно нагоняют «среднюю» частицу, а пришедшие в зазор раньше «средней» — замедляются и постепенно приближаются к ней. Длина дрейфового промежутка подбирается так, чтобы на его конце сближение частиц было максимальным. Наилучшая группировка (при слабых токах) получается при пилообразном изменении напряжения на ускоряющем зазоре. *Э. Л. Бурштейн.*

ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ в о л н — скорость движения группы или цуга волн, образующих в каждый данный момент времени локализованный в пространстве волновой пакет, огибающая к-рого представляет собой плавную в масштабе длины волны λ кривую (рис. 1) (см. *Волны*). В линейных средах, где соблюдается *суперпозиции принцип*, его можно рассматривать как набор гармонич. волн с частотами в интервале $\omega_0 - \Delta\omega < \omega < \omega_0 + \Delta\omega$, тем более узком, чем плавнее и протяжённее огибающая группы. Длина пакета ΔL и ширина его спектра $\Delta\omega$ ограничены снизу соотношением $\Delta L\ \Delta k \gtrsim 1$, где волновое число k связано с частотой ω дисперсионным соотношением $\omega = \omega(k)$.

Рис. 1. Волновой пакет.

Если среда не обладает дисперсией, то все гармонич. волны распространяются с одной и той же фазовой скоростью, и пакет ведёт себя как строго стационарная волна — его Г. с. совпадает с *фазовой скоростью* $v_{\text{ф}}$. При наличии дисперсии волны разл. частот распространяются с разными скоростями и форма огибающей искажается. Однако для сигналов с достаточно узким спектром, когда фазовые скорости гармонич. волн, образующих волновой пакет, мало отличаются друг от друга, и на не слишком больших расстояниях, когда форма огибающей приближённо сохраняется, влияние дисперсии сказывается лишь на скорости перемещения огибающей, к-рая и есть Г. с. Поскольку распространение двух синусоидальных волн с близкими частотами $\omega_0 \pm \Delta\omega$ пакета описывается выражениями

$$\sin\left[(\omega_0 \pm \Delta\omega)\, t - (k_0 \pm \Delta k)\, x\right],$$

то скорость их огибающей равна $\Delta\omega/\Delta k$, что в пределе приводит к ф-ле $v_{\text{гр}} = \left.\frac{\partial\omega}{\partial k}\right|_{k_0}$. На рис. 2 представлены три последовательных мгновенных снимка сигнала с узким спектром, распространяющегося в среде с дисперсией. Наклон пунктирных прямых, соединяющих точки одинаковой фазы (напр., максимумы), характеризует фазовую скорость; наклон прямых, соединяющих соответствующие точки огибающей (начала и конца сигнала), характеризует Г. с. сигнала. Если при распространении сигнала максимумы и минимумы движутся быстрее, чем огибающая, то это означает, что фазовая скорость данной группы волн превышает её Г. с.

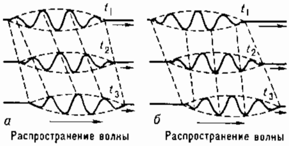


Рис. 2. Последовательные моментальные снимки группы волн к моментам времени t_1, t_2, t_3 в случае нормальной дисперсии (*а*) и в случае аномальной дисперсии (*б*).

(рис. 2, *а*). При распространении сигнала в его «хвостовой» части возникают всё новые максимумы, к-рые постепенно перемещаются вперёд, достигают его головной части и там исчезают. Такое положение имеет место в случае т. н. нормальной дисперсии, т. е. в средах, где показатель преломления $n \sim 1/v_ф$ увеличивается с ростом частоты гармонич. волны ($dn/d\omega > 0$). Такую дисперсию наз. также отрицательной, поскольку с ростом k фазовая скорость волны убывает. Примеры сред с нормальной дисперсией — вещества, прозрачные для оптич. волн, волноводы, изотропная плазма и др. Однако в ряде случаев наблюдается аномальная (положительная) дисперсия среды ($dn/d\omega < 0$); в этих случаях Г. с. сигнала превышает его фазовую скорость $\partial\omega/\partial k > \omega/k$. Максимумы и минимумы появляются в передней части сигнала (рис. 2, *б*), перемещаются назад и исчезают в его хвосте. Аномальная дисперсия характерна для капиллярных волн на поверхности воды ($v_{гр} = 2v_ф$), для эл.-магн. и акустич. волн в средах с резонансным поглощением, а также при определ. условиях — для волн в периодич. структурах (кристаллы, замедляющие системы и т. п.). При этом возможна даже ситуация, при к-рой Г. с. направлена противоположно фазовой. Волны, обладающие этим свойством, наз. обратными.

Г. с. определяет скорость и направление переноса энергии волнами. В анизотропных средах (напр., кристаллах, плазме в пост. магн. поле), где показатели преломления волн зависят от частоты и направления распространения, Г. с. определяется как векторная производная $\boldsymbol{v}_{гр} = d\omega/d\boldsymbol{k}$ и обычно не совпадает по направлению с фазовой скоростью. В средах с сильным поглощением вместо Г. с. вводят величину, характеризующую скорость переноса энергии $v_{эн} = \langle \boldsymbol{S} \rangle / \langle w \rangle$, где $\langle \boldsymbol{S} \rangle$ — ср. плотность потока энергии, а $\langle w \rangle$ — ср. плотность энергии в волнах. В прозрачных средах величины $\boldsymbol{v}_{эн}$ и $\boldsymbol{v}_{гр}$ совпадают.

Понятие Г. с. играет важную роль и в физике, и в технике, поскольку все методы измерения скоростей распространения волн, связанные с запаздыванием сигналов (в т. ч. скорости света), дают Г. с. Она фигурирует при измерении дальности в гидро- и радиолокации, при зондировании ионосферы, в системах управления космич. объектами и т. д. Согласно *относительности теории* Г. с. не может превышать скорости распространения света в вакууме, т. е. всегда $v_{гр} < c$.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; Пирс Дж., Почти все о волнах, пер. с англ., М., 1976.

М. А. Миллер, Е. В. Суворов.

ГРУППОВО́Е РАЗЛОЖЕ́НИЕ — разложение термодинамич. ф-ций неидеального газа по степеням плотности или активности. Частным случаем Г. р. является *вириальное разложение*.

Для давления P и плотности $n = N/V$ неидеального газа с помощью *большого канонического распределения Гиббса* получаются групповые разложения по степеням активности:

$$P = kT \sum_{j \geqslant 1} b_j z^j, \quad n = \sum_{j \geqslant 1} j b_j z^j,$$

b_j — групповые интегралы, зависящие от темп-ры T (их зависимостью от объёма V пренебрегают, что справедливо при достаточно малых плотностях), $z = \Lambda^{-3} \exp(\mu/kT)$ — абс. активность, μ — хим. потенциал, $\Lambda = h(2\pi m kT)^{-1/2}$ — длина волны де Бройля, соответствующая энергии kT, m — масса молекулы. Коэф. b_j имеет смысл статистич. интеграла (или статистич. суммы), отнесённого к единице объёма, для группы j частиц (с чем и связан термин «Г. р.»). Групповые интегралы b_j для газа с потенц. энергией взаимодействия между молекулами U_{ij} равны

$$b_j = (1/j!V) \int \sum_{i<l} \Pi f_{il}\, d\tau_1 \ldots d\tau_j, \quad f_{il} = \exp(-U_{il}/kT) - 1,$$

их можно представить при помощи связных групповых диаграмм.

Исключение z из ур-ний для P и n приводит к Г. р. для давления по степеням плотности (это можно сделать методами ф-ций комплексного переменного). Коэф. полученного ряда β_i (неприводимые групповые интегралы) выражаются через групповые интегралы b_j. Метод Г. р. применим также к др. неидеальным системам статистич. физики, в т. ч. к квантовым.

Лит. см. при ст. *Вириальное разложение.* *Д. Н. Зубарев.*

ГРУППОВО́Й СИНХРОНИ́ЗМ — равенство *групповых скоростей* v_j ($j = 1, 2 \ldots$) взаимодействующих в нелинейной среде модулированных (квазимонохроматических) волн. Модулированные во времени волны эффективно взаимодействуют на сколь угодно большой длине, если выполнены не только условия *фазового синхронизма* для средних частот волновых пакетов, но и условие Г. с., означающее на спектральном языке, что фазовый синхронизм должен иметь место для всех спектральных компонент взаимодействующих волн. Однако в диспергирующей нелинейной среде условия Г. с. в общем случае не выполняются и эффективность нелинейного взаимодействия модулированных волн существенно зависит от различия групповых скоростей, что характеризуется т. н. групповой расстройкой $\nu_{jn} = 1/v_j - 1/v_n$.

В *нелинейной оптике* Г. с. может быть реализован лишь в нек-рых случаях, напр. при вырожденном по частоте и неколлинеарном трёхчастотном взаимодействии — генерации второй гармоники (см. *Взаимодействие световых волн*). В практических ситуациях на малых длинах взаимодействия часто можно пренебрегать групповой расстройкой, считая, что имеет место Г. с., т. е. $\nu_{jn} = 0$. Действительно, если на длине взаимодействия l время группового запаздывания $\tau_{зап} = l|\nu_{jn}| \ll \tau_j$, τ_n (τ_j, τ_n — длительность импульса или характерное время модуляции соответствующей комплексной амплитуды), то групповая расстройка несущественна. Такое нелинейное взаимодействие волн на длинах, меньших характерных длин $l'_{кв} = \tau_j/|\nu_{jn}|$ и $l''_{кв} = \tau_n/|\nu_{jn}|$, наз. квазистатическим; при этом модуляция волн приводит к более эффективному энергообмену между ними, чем взаимодействие монохроматич. волн при одинаковых средних интенсивностях.

В случае $\tau_{зап} > \tau_j$, τ_n групповая расстройка играет принципиальную роль: процесс нелинейного взаимодействия волн становится нестационарным и менее эффективным либо вовсе прекращается (см. *Нестационарные нелинейные оптические явления*). Для кристаллов дигидрофосфата калия (*KDP*) и ниобата лития ($LiNbO_3$) в случае нелинейного взаимодействия обыкновенной осн. волны ($\lambda = 1{,}06$ мкм) и необыкновенной волны второй гармоники значение групповой расстройки $\nu_{1,2}$ соответственно равно $5{,}2 \cdot 10^{-12}$ и $1{,}0 \cdot 10^{-13}$ с/см; для кристаллов *KDP* при вырожденном взаимодействии на $\lambda = 0{,}53$ мкм $\nu_{1,2} = 2{,}5 \cdot 10^{-12}$ с/см. Т. о., при преобразовании частоты лазерных импульсов пико- и субпикосекундной длительности нелинейные оптич. процессы могут быть нестационарными. В случае фемтосекундных световых импульсов при наличии Г. с. эффективность нелинейного процесса может уменьшаться из-за расплывания импульса, обусловленного дисперсией групповой скорости.

Лит.: Ахманов С. А., Чиркин А. С., Статистические явления в нелинейной оптике, М., 1971; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981, с. 562—75.

А. С. Чиркин.

ГРЭЙ (Гр, Gy) — единица СИ поглощённой дозы ионизирующего излучения, а также и *кермы*. Назв. в честь Л. Грэя (L. Gray). 1 Гр равен такой дозе излучения, при поглощении к-рой веществу массой 1 кг передаётся энергия 1 Дж. 1 Гр = 1 Дж/кг = 10^4 эрг/г = 10^2 рад.

ГРЮНАЙЗЕНА ЗАКОН — устанавливает одинаковую температурную зависимость уд. теплоёмкости C_V и коэф. теплового расширения α твёрдых диэлектриков: $\alpha = \gamma\, C_V/3K$, где K — модуль всестороннего сжатия (см. *Модули упругости*), γ — параметр Грюнайзена. Г. з. установлен Э. Грюнайзеном (E. Grüneisen) в 1908. Г. з. соблюдается не строго, для его выполнения необходимы одинаковая зависимость частот всех нормальных *колебаний кристаллической решётки* (фононных мод) от объёма V и отсутствие температурной зависимости K. Г. з. справедлив в пределах применимости закона соответственных состояний, например в рамках *Дебая теории* твёрдого тела, когда $\gamma = -\partial(\ln\omega_D)/\partial(\ln V)$ не зависит от темп-ры (ω_D — Дебая частота). Величина γ обычно ~ 1. Г. з. выполняется для кристаллов большинства чистых хим. элементов и для ряда простых соединений, напр. галоидных солей.

Иногда Г. з. расширительно понимают как одинаковую температурную зависимость C_V и α твёрдых тел в области достаточно низких темп-р, когда теплоёмкость твёрдого тела определяется всего одним типом длинноволновых возбуждений (квазичастиц). В этом смысле Г. з. является точным. Так, для *диэлектриков* (фононная теплоёмкость) при $T \to 0$ C_V и α пропорциональны T^3, для *металлов* (электронная теплоёмкость) — T, для магнитных диэлектриков с квадратичным бесщелевым энергетич. спектром *магнонов* (магнонная теплоёмкость) — $T^{3/2}$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979.

А. Э. Мейерович.

ГУКА ЗАКОН — основной закон теории упругости, выражающий линейную зависимость между напряжениями и малыми деформациями в упругой среде. Установлен Р. Гуком (R. Hooke) в 1660.

При растяжении стержня длиной l его удлинение Δl пропорц. растягивающей силе F; в этом случае Г. з. имеет вид $\sigma_1 = E\varepsilon_1$, где $\sigma_1 = F/S$ — нормальное напряжение в поперечном сечении стержня, $\varepsilon_1 = \Delta l/l$ — относит. удлинение, S — площадь поперечного сечения. Константа материала E наз. модулем Юнга. При этом относит. изменение поперечных размеров стержня ε_2 пропорц. относительному удлинению: $\varepsilon_2 = -\nu\varepsilon_1$. Константа ν наз. коэф. Пуассона.

При кручении тонкостенного трубчатого образца касат. напряжение τ в поперечном сечении пропорц. сдвигу: $\tau = G\gamma$, где G — модуль сдвига, γ — угол сдвига. При гидростатич. сжатии тела относит. изменение объёма θ пропорц. давлению p: $\theta = -Kp$, где K — модуль объёмной упругости. Поскольку $\theta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} = 3\varepsilon$, где ε — средняя (гидростатич.) деформация, и $p = -\sigma$, где $\sigma = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ — среднее (гидростатич.) напряжение, получаем Г. з. в виде: $\sigma = 3K\varepsilon$. Константы E, ν, G, K характеризуют упругие свойства материала.

Упругие свойства изотропного материала определяются только двумя константами, и в произвольном сложном напряжённом состоянии зависимости между компонентами тензоров напряжений σ_{ij} и деформаций ε_{ij} представляются линейными соотношениями обобщённого Г. з.:

$$\sigma_{11} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{11},\ \sigma_{22} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{22},\ \sigma_{33} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{33},$$
$$\sigma_{12} = 2\mu\varepsilon_{12},\ \sigma_{23} = 2\mu\varepsilon_{23},\ \sigma_{31} = 2\mu\varepsilon_{31},$$

в к-рых коэф. λ и μ наз. упругими константами Ламе, причём

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu},\ \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)},\ G = \mu,\ K = \lambda + \frac{2}{3}\mu.$$

Если в тензорах σ_{ij} и ε_{ij} выделить компоненты *девиатора напряжений* S_{ij} и *девиатора деформации* $Э_{ij}$, то обобщённый Г. з. будет иметь вид соотношений:

$$S_{11} = 2GЭ_{11},\ s_{22} = 2GЭ_{22},\ \ldots,\ s_{31} = 2GЭ_{31},\ \sigma = 3K\varepsilon,$$

к-рые показывают, что для изотропного тела девиаторные свойства, отражающие изменение формы, и шаровые (или сферические) свойства, характеризующие объёмную деформацию, независимы между собой.

Обобщённый Г. з. имеет место в ограниченной области значений напряжений и деформаций, а именно лишь до тех пор, пока *интенсивность напряжений* $\sigma_и$ не превышает предел текучести σ_s ($\sigma_и \leqslant \sigma_s$), определяемый в опыте на растяжение образца, т. е. при $\varepsilon_и \leqslant \varepsilon_s = \sigma_s/3G$, где ε_s — предел упругих деформаций. Для металлов ε_s порядка 0,3—0,5%. При превышении этих значений возникают пластич. деформации.

Для анизотропного материала обобщённый Г. з. имеет вид

$$\sigma_{11} = g_{11}\varepsilon_{11} + g_{12}\varepsilon_{22} + g_{13}\varepsilon_{33} + g_{14}\varepsilon_{12} + g_{15}\varepsilon_{23} + g_{16}\varepsilon_{31},$$
$$\sigma_{22} = g_{21}\varepsilon_{11} + g_{22}\varepsilon_{22} + g_{23}\varepsilon_{33} + g_{24}\varepsilon_{12} + g_{25}\varepsilon_{23} + g_{26}\varepsilon_{31},$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$\sigma_{31} = g_{61}\varepsilon_{11} + g_{62}\varepsilon_{22} + g_{63}\varepsilon_{33} + g_{64}\varepsilon_{12} + g_{65}\varepsilon_{23} + g_{66}\varepsilon_{31},$$

причём из 36 модулей упругости g_{ij} в общем случае анизотропии независимы 21. В частных случаях анизотропии число независимых упругих констант меньше. Напр., в ортотропных материалах, представителями к-рых являются композиты, армированные волокнами в двух перпендикулярных направлениях, фанера и др., независимых констант 9. В анизотропных материалах независимость девиаторных и шаровых свойств не имеет места. В частности, при всестороннем сжатии шар превращается в эллипсоид, т. е. имеет место сдвиги.

Лит.: Ляв А., Математическая теория упругости, пер. с англ., М.—Л., 1935; Лейбензон Л. С., Курс теории упругости, 2 изд., М.—Л., 1947; Тимошенко С. П., Гудьер Дж., Теория упругости, пер. с англ., 2 изд., М., 1979.

В. С. Ленский.

ГУРЕВИЧА ЭФФЕКТ — возникновение решёточного вклада в *термоэлектрические явления* и *термомагнитные явления*, вызванного взаимным увлечением электронов и фононов (см. *Увлечение электронов фононами*). Теория построена Л. Э. Гуревичем в 1945. Напр., в условиях измерения *Пельтье эффекта* поток тепла Q, порождаемый проходящим электрич. током I, наряду с обычной электронной составляющей $Q_э$ содержит решёточный вклад $Q_р$, вызванный увлечением фононов электронами. Этот вклад может изменить порядок величины и знак коэф. Пельтье.

Лит.: Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1974, гл. 7, § 11; Gurevich L., Thermoelectric properties of conductors I—II, «J. Phys.», 1945, v. 9, p. 477; 1946, v. 10, p. 67; его же, Thermomagnetic and galvanomagnetic properties of conductors III, там же, 1946, v. 10, p. 174.

Э. И. Рашба.

ГЮГОНЬО УРАВНЕНИЕ — ур-ние, связывающее плотность ρ_1 и давление p_1 в струйке газа до скачка уплотнения с плотностью ρ_2 и давлением p_2 после скачка уплотнения:

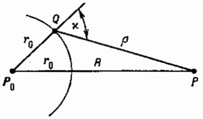
$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(k+1)\dfrac{p_2}{p_1} + (k-1)}{(k-1)\dfrac{p_2}{p_1} + (k+1)},$$

где $k = c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей при пост. давлении и пост. объёме. Назв. по имени П. А. Гюгоньо (P. H. Hugoniot, 1887). Кривая, изображающая Г. у., наз. кривой Гюгоньо, или адиабатой Гюгоньо, в отличие от обычной адиабаты, к-рой соответствует ур-ние $\rho_2/\rho_1 = (p_2/p_1)^{1/k}$.

Г. у. применяется при расчётах *ударных волн* в *газовой динамике*, а также в теории *детонации*.

ГЮЙГЕНСА — ФРЕНЕЛЯ ПРИНЦИП — осн. постулат волновой теории, описывающий и объясняющий механизм распространения волн, в частности световых.

Г.— Ф. п. является развитием принципа, к-рый ввёл X. Гюйгенс (Ch. Huygens) в 1678; в соответствии с последним каждый элемент поверхности, достигнутый в данный момент световой волной, является центром одной из элементарных волн, огибающая к-рых становится волновой поверхностью в след. момент времени. При этом обратные элементарные волны во внимание не принимались. Принцип Гюйгенса объясняет распространение волн, согласующееся с законами *геометрической оптики*, но не может объяснить явлений дифракции. О. Ж. Френель (A. J. Fresnel) в 1815 дополнил принцип Гюйгенса, введя представления о когерентности и интерференции элементарных волн, что позволило рассматривать на основе Г.— Ф. п. и дифракц. явления. Г. Р. Кирхгоф (G. R. Kirchhoff) придал Г.— Ф. п. строгий матем. вид, показав, что его можно считать приближённой формой теоремы, наз. интегральной теоремой Кирхгофа (см. *Кирхгофа метод*).



Согласно Г.— Ф. п., волновое возмущение в точке P (рис.), создаваемое источником P_0, можно рассматривать как результат интерференции вторичных элементарных волн, излучаемых каждым элементом dS нек-рой волновой поверхности S с радиусом r_0. Амплитуда вторичных волн пропорциональна амплитуде первичной волны, приходящей в точку Q, площади элемента dS и убывает с возрастанием угла χ между нормалью к поверхности S и направлением излучения вторичной волны на точку P. Амплитуда E_Q первичной волны в точке Q на поверхности S даётся выражением $E_Q = \frac{A}{r_0} \exp i(\omega t - kr_0)$, где A — амплитуда волны на расстоянии единицы длины от источника, k — волновой вектор, ω — циклическая частота. Вклад в волновое возмущение в точке P, вносимый элементом поверхности dS, запишется в виде

$$dU\ (P) = \frac{E_Q}{\rho} \exp(-ik\rho)\, K(\chi)\, dS, \qquad (1)$$

где ρ — расстояние от точки Q до P, $K(\chi)$ — ф-ция, описывающая зависимость амплитуды вторичных волн от угла χ. Полное поле в точке наблюдения P представляется интегралом

$$U\ (P) = \int dU\ (P)\, dS = \int \frac{AK(\chi)}{r_0\rho} \exp i(\omega t - k\rho - kr_0)\, dS. \qquad (2)$$

Если за элемент поверхности взять площадь кольца, вырезаемого из волнового фронта S двумя бесконечно близкими концентрическими сферами с центрами в точке наблюдения P, и выразить dS через приращение $d\rho$, то получим

$$U\ (P) = \frac{2\pi A \exp i(\omega t - kr_0)}{r_0 + R} \int_R^{R_{\max}} K(\rho) \exp(-ik\rho) d\rho. \qquad (3)$$

Верхний предел интеграла $R_{\max} = R + 2r_0$. Ф-ция $K(\chi)$ теперь рассматривается как ф-ция от ρ. Точное вычисление (3) невозможно без знания $K(\rho)$, однако Френель дал метод приближённого его вычисления, используя разбиение поверхности S на т. н. *Френеля зоны*. Вид ф-ции $K(\rho)$ в Г.— Ф. п. остаётся неопределённым, но при $\chi = 0$ $K(0) = ik/2\pi$; множитель i означает, что фазы вторичных волн отличаются на $\pi/2$ от фазы первичной волны в точке Q. Из математически точного определения Г.— Ф. п., данного Кирхгофом, следует и определение ф-ции $K(\chi) = \frac{ik}{4\pi}(1 + \cos\chi)$.

Строгое решение задач дифракции обычно связано с очень большими матем. трудностями, поэтому задачи, имеющие практич. интерес, часто решаются приближёнными методами с использованием Г.— Ф. п. Г.— Ф. п. позволяет описывать все оптич. явления, относящиеся к распределению интенсивности света по разным направлениям (прямолинейное распространение света, отражение, преломление, двулучепреломление, дифракцию и т. д.). Приближённость решения с помощью Г.— Ф. п. состоит в том, что при этом не рассматриваются реальные граничные условия электродинамики Максвелла. Напр., при рассмотрении распространения волн через отверстия в экране амплитуда волны в точках, закрытых экраном, полагается равной нулю, а на отверстии — такой, как если бы экрана не было (т. е. допускается разрыв волнового поля).

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; см. также лит. при ст. *Дифракция света*.

А. П. Гагарин.

ДАВЛЕ́НИЕ — скалярная величина, характеризующая напряжённое состояние сплошной среды. В случае равновесия произвольной и движения идеальной (лишённой внутр. трения) сред Д. равно взятой с обратным знаком величине нормального напряжения на произвольно ориентированной в данной точке площадке. Ср. величина Д. на к.-л. площадку равна отношению ср. значения действующей перпендикулярно площадке силы к площади этой площадки. При движении среды, обладающей внутр. трением, под Д. понимают взятое с обратным знаком среднее арифметическое трёх нормальных напряжений на взаимно перпендикулярных площадках в данной точке среды, представляющее в этом случае также скаляр — одну треть линейного инварианта тензора напряжений. Д., так же как плотность и темп-ра, представляет собой осн. макроскопич. параметр состояния жидкости и газа. Объяснение молекулярного механизма возникновения Д. см. в статьях *Жидкость*, *Кинетическая теория газов*.

Единицей измерения Д. в системе СИ является *паскаль* (1 Па=1 Н/м²=0,102 кгс/м²). Допускается также применение следующих единиц: 1 кгс/см²=1 ат=$=9{,}81 \cdot 10^4$ Па; 1 атм=$1{,}01 \cdot 10^5$ Па; 1 мм рт. ст. (1 торр)=$=133{,}322$ Па.

Разности Д. измеряют манометрами, абсолютные Д., в частности атмосферное Д.,— барометрами; быстро меняющиеся Д.— разнообразными электрич. индукционными и ёмкостными датчиками.

ДАВЛЕ́НИЕ в термодинамике — термодинамич. параметр P, определяющий элементарную работу $dw = P\,dV$, совершаемую системой при медленном (квазистатич.) изменении её объёма V, вызываемом перемещением внеш. тел. При деформации упругих тел сила, действующая на единицу поверхности, не перпендикулярна к ней, вместо Д. в этом случае вводят тензор напряжений σ_{ik}, σ_{ii} — нормальные напряжения, $\sigma_{ik} (i \neq k)$ — касательные напряжения. Элементарная работа равна $dw = -\sum_{i,\,k} \sigma_{ik}\, du_{ik}$, du_{ik} — элемент тензора деформаций. При равномерном всестороннем сжатии отличны от нуля лишь нормальные напряжения, равные Д. Тогда $\sigma_{ik} = -P\delta_{ik}$, δ_{ik} — символ Кронекера.

В статистич. физике Д. определяется как производная от ср. энергии E по объёму при пост. энтропии S, $P = -(\partial E/\partial V)_S$, или как производная от свободной энергии F по объёму при пост. темп-ре T, т. е. $P = -(\partial F/\partial V)_T$. Зависимость P от T и V даётся *уравнением состояния*. В равновесном состоянии $P \geqslant 0$, однако возможны метастабильные состояния с $P < 0$.

Д. Н. Зубарев.

ДАВЛЕ́НИЕ ВЫСО́КОЕ — давление, превышающее нек-рое характерное для данного физ. явления или конкретной задачи значение. В физике за Д. в. обычно принимаются давления, превышающие 0,1 ГПа (1000 ат); столь же условно деление Д. в. на высокие и сверхвысокие. В теории к Д. в. иногда относят давления, при к-рых изменения межатомных и межмолекулярных расстояний сравнимы с величиной этих расстояний, т. е. давления порядка величины *модулей упругости*.

Длительно действующее Д. в. наз. статическим, кратковременно действующее — мгновенным или (чаще) динамическим. В покоящихся газах и жидкостях Д. в. является гидростатическим. При сжатии твёрдой однородной среды в ней, как правило, возникает т. н. квазигидростатическое Д. в.— сложная система механич. напряжений, описываемых тензором второго ранга, компоненты к-рого изменяются от одной точки тела к другой. Чем меньше по сравнению со ср. давлением (ср. арифметич. значением нормальных напряжений в трёх взаимно перпендикулярных направлениях) величина напряжения сдвига, тем ближе квазигидростатич. Д. в. к гидростатическому. При действии окружающего гидростатич. Д. в. на поверхность твёрдого тела, состоящего из механич. смеси частиц или агрегата зёрен (кристаллитов) с различными упругими (в т. ч. анизотропными) свойствами, ср. давление и девиатор тензора напряжений в частицах (фазах) обусловлены величиной окружающего Д. в., направлением и скоростью его изменения, условиями на границах фаз (частиц), взаимной ориентировкой анизотропных зёрен, в известной мере, относительным содержанием разнородных элементов.

Термином «Д. в.» обозначают как гидростатич., так и квазигидростатич. Д. в., а за его величину принимают величину ср. давления в рассматриваемом объёме (для плоского случая — ср. величину нормальных напряжений, действующих на рассматриваемую площадь).

В 70—80-х гг. в эксперим. исследованиях были перекрыты диапазоны статич. и динамич. Д. в. путём повышения величины достижимых статич. Д. в. и понижения (до 1—2 ГПа) нижнего предела динамич. Д. в. Кроме того, достигнуто приближение термодинамич. условий ударного сжатия к изоэнтропическим.

Статические Д. в. В природе статич. Д. в. осуществляется гл. обр. благодаря силам тяготения. В земных слоях давление изменяется от атмосферного у поверхности до $\sim 3{,}5 \cdot 10^2$ ГПа в центре Земли, в центре Солнца оно составляет $\sim 2 \cdot 10^7$ ГПа, в центре звёзд белых карликов предполагается равным 10^9—10^{11} ГПа. Эксперим. исследования проводятся при давлениях до $\sim 10^2$ ГПа. Пром-сть использует статич. Д. в. до ~ 10 ГПа.

Получение и измерение Д. в. Статич. Д. в. получают тепловыми или механич. методами. В первых Д. в. создаётся либо при нагревании жидкости или газа в замкнутых сосудах (в газах т. о. получены Д. в. до 3—4 ГПа), либо при охлаждении жидкости, увеличивающей свой объём при затвердевании (напр., замораживая воду, можно получить фиксированное Д. в. ок. 0,2 ГПа).

Механич. методы — основные, в них используют: насосы и компрессоры (гидравлич. и газовые, до 1,0—1,5 ГПа); аппараты, в к-рых масса сжимаемого вещества остаётся постоянной (рис. 1, *а*) или почти постоянной (рис. 1, *б*—*е*), а занимаемый объём уменьшается под действием внеш. силы, создаваемой гидравлич. прессом или пружиной (в миниатюрных устройствах).

Работоспособность сосудов Д. в. повышают разл. приёмами «механич. поддержки» их стенок, создающими напряжения сжатия, к-рые противодействуют внутр. Д. в. в рабочем объёме (фреттаж, намотка высокопрочной ленты, проволоки и т. д.). В установках типа клас-

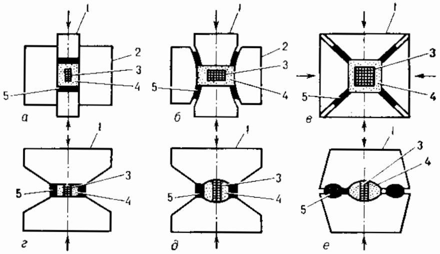


Рис. 1. Типы аппаратов высокого давления: *а* — аппарат цилиндр — поршень; *б* — камера с криволинейными или коническими пуансонами и соответствующей формой сосуда высокого давления; *в* — многопуансонный аппарат (шестипуансонный вариант, изображены 4 пуансона, рабочее тело имеет кубическую форму); *г* — двухпуансонные «наковальни»; *д* — двухпуансонные профилированные наковальни типа «чечевица»; *е* — двухпуансонные профилированные наковальни с лункой типа «тороид». *1* — пуансон (поршень); *2* — сосуд высокого давления; *3* — исследуемый образец (или ампула с образцом); *4* — среда, передающая давление; *5* — уплотняющая прокладка.

сич. камер «цилиндр — поршень» (рис. 1, *а*), применяемых для сжатия газов, жидкостей и твёрдых сред, величина Д. в. ограничена прочностью поршней на сжатие (при использовании твёрдых сплавов макс. Д. в. $\sim$ 5—6 ГПа). С целью увеличения рабочих объёмов камер и достигаемых значений Д. в. максимально повышают прочность конструкций, напр. путём разделения стенок камер на сегменты, что снимает окружные норм. растягивающие напряжения (т. н. многопуансонные аппараты; рис. 1, *в*). Используют также повышение прочности материалов под действием самого Д. в. (рис. 1, *б*, *в*, *е*), помещая камеры Д. в. в сосуды большего объёма с меньшим давлением — многоступенчатые аппараты. Увеличение полезных рабочих объёмов достигается применением мощных гидравлич. прессов в сочетании с упомянутыми выше конструктивными приёмами. Наиб. Д. в. получают в аппаратах, изготовленных из природных или синтетич. алмазов (рис. 1, *г*); однако рабочий объём таких камер составляет сотые доли мм³.

При необходимости проведения эксперимента в интервале темп-р от $-196°$ до $+400°$С камеры Д. в. помещают в термостаты. В экспериментах с более низкими темп-рами используется криогенная техника. Темп-ры до 1500—3000 °С в стационарном режиме и более высокие в импульсном режиме создаются с помощью внутр. нагревателей (электрич. сопротивлении), в аппаратах с прозрачными алмазными наковальнями — с помощью лазеров непрерывного действия. При применении внутр. нагревателей возникают резкие градиенты температуры в камере Д. в., требующие спец. мер для выравнивания её.

В жидкостях и газах Д. в. измеряют манометрами (для абс. измерений и градуировки манометров др. типов применяют грузопоршневые манометры). В диапазоне Д. в. p от 1 до ~ 8 ГПа в области комнатных темп-р наиб. распространение получил т. н. манганиновый манометр — бескаркасный проволочный резистор, нач. сопротивление которого R_0 слабо зависит от темп-ры, а чувствительность $\Delta R/(\Delta p R_0) = 2{,}5 \cdot 10^{-10}$ м²/Н. Применение манганинового манометра ограничивается его чувствительностью к негидростатич. компонентам Д. в. в сжимаемой среде.

В твёрдой среде в аппаратах типа цилиндр — поршень (рис. 1, *а*) величина Д. в. может быть определена по действующей на поршни (пуансоны) нагрузке (с учётом трения и градиента Д. в. по оси камеры). В др. устройствах значит. часть нагрузки расходуется на поддержку пуансонов и (или) уплотнение разъёмов между ними, и поэтому величина квазигидростатич. Д. в. определяется только косвенными методами непосредственно в проводимом эксперименте или по предварит. градуировке камеры по нагрузке. Для этого используют скачки электрич. сопротивления (рис. 2), сопровождающие твёрдофазные превращения в т. н. реперных веществах: Bi, Tl, Ba, Sn (в диапазоне 2,5—10 ГПа); Ba, Sn, Pb, ZnS, GaAs (10—20 ГПа); ZnS, GaP, сплавы Fe—Co, Fe—V (20—50 ГПа); акустич. эмиссию при мартенситных полиморфных переходах (напр., в RbCl, KCl и их сплавах в диапазоне 0,6—2 ГПа), а также остаточные эффекты сжатия. При рентгеноструктурном анализе под Д. в. величину последнего определяют по изменению параметра кристаллич. решётки известного вещества [напр., NaCl (до 30 ГПа) и CsCl (до 40 ГПа) в интервале темп-р от −100 до +800 °С]. В аппаратах с алмазными пуансонами Д. в. оценивают по увеличению длины волны *R*-линии люминесценции рубина (~ 3,6 мкм/ГПа), прокалиброванному до 30 ГПа по ур-нию состояния для NaCl.

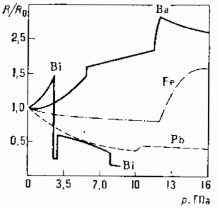


Рис. 2. Зависимость изменения электрического сопротивления с ростом давления некоторых металлов.

При значит. отличии упругих модулей твёрдого сжимаемого вещества и материала чувствит. элемента показания последнего могут быть завышенными, если его сжимаемость меньше сжимаемости среды, и заниженными, если сжимаемость среды меньше. Под воздействием темп-ры величина Д. в. в камере часто значительно отклонится (из-за изменения объёма сжимаемой среды и изменения объёма камеры) от величины, установленной при комнатной темп-ре. Поправку на темп-ру получают фиксацией фаз Д. в., параметры образования к-рых известны. Применяемые методы измерения Д. в. являются, как правило, эмпирическими, основанными на экстраполяции опытных данных.

Для исследования веществ, находящихся под Д. в., применяются резистометрия, пьезометрия, дифференц. термич. анализ, рентгеноструктурный анализ, УЗ-измерения упругих свойств, магнитометрия. Используются также ЯМР и др. резонансные методы, методы, основанные на эффекте Мёссбауэра, эффекте Холла, термоэдс, оптич. исследования (особенно в алмазных камерах типа приведённых на рис. 1, *г*) и др. При статич. Д. в. до 3—5 ГПа исследуются вещества в газообразном и конденсиров. состояниях, при бо́льших Д. в. — в осн. твёрдые тела. Часто помимо изучения веществ непосредственно под Д. в. исследуют необратимые эффекты воздействия Д. в. после снижения его до атмосферного.

Область физ. исследований воздействия Д. в. на разнообразные объекты и процессы (гл. обр. в связи с проблемами физики конденсированного состояния) наз. **физикой высоких давлений**. Термин «физика В. д.» введён П. У. Бриджменом (P. W. Bridgman) в назв. его монографии «The Physics of High Pressure» (1931). Техника и методы физики Д. в. применяются в химии, геофизике, технологии и т. д.

Физические эффекты Д. в. В результате действия Д. в. происходит сжатие (уменьшение объёма) вещества. Уменьшение межатомных и межмолекулярных расстояний при сжатии приводит к изменению энергии межатомных и межмолекулярных взаимодействий, деформации молекул и электронных оболочек атомов, что неизбежно сказывается на всех физ. и хим. свойствах вещества. Термодинамически более выгодными становятся состояния и процессы, к-рые ведут к уменьшению объёма всей системы взаимодействующих веществ, находящихся под Д. в. (см. *Ле Шателье — Брауна принцип*). Напр., при статич. сжатии в пределах неск. ГПа значительно изменяются условия взаимной растворимости газов и жидкостей, плотность газов достигает плотности жидкостей при нормальных условиях, газы и жидкости при комнатной темп-ре затвердевают; мн. твёрдые тела образуют более плотные кристаллич. модификации.

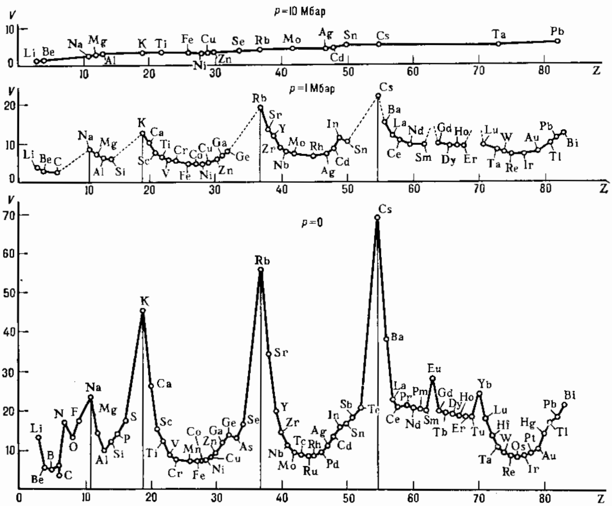


Рис. 3. Зависимость атомных объёмов *V* (в см³/г·ат) от атомного номера *Z* при нормальных условиях и высоком давлении в 1 Мбар и 10 Мбар (100 и 1000 ГПа соответственно).

При давлениях ~10^3 ГПа ожидаются резкое уменьшение различий атомных объёмов хим. элементов (см. рис. 3), перестройка электронной структуры элементов с недостроенными электронными оболочками (лантаноидов, актиноидов), переход диэлектриков и полупроводников в металлич. состояние.

При давлениях св. 10^{10}—10^{11} ГПа, когда плотность вещества становится в десятки и сотни раз выше плотности твёрдого тела при нормальных условиях, произойдёт полная ионизация атомов и реализуются условия, необходимые для прохождения ядерных реакций.

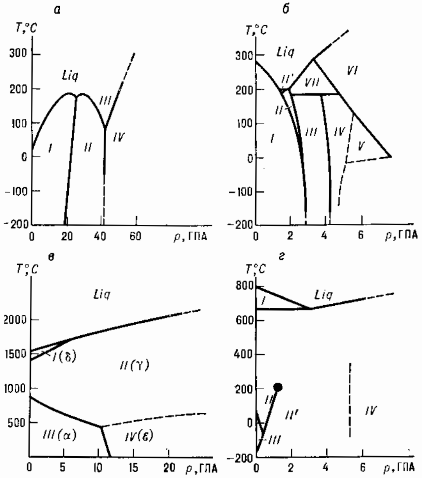


Рис. 4. Фазовые $T-p$-диаграммы некоторых металлов: *а* — цезия; *б* — висмута; *в* — железа; *г* — церия.

Д. в. может смещать темп-ру всех типов фазовых превращений веществ как 1-го рода (конденсация газов, кристаллизация жидкостей, полиморфные переходы кристаллич. модификаций), так и 2-го рода (магн., атомное упорядочение; переход в сверхпроводящее, сегнетоэлектрич. состояние и т. д.). В зависимости от термодинамич. свойств сосуществующих фаз величины производных dT^*/dp^* (где T^* и p^* — темп-ра и давление фазового равновесия соответственно) принимают значения от 0 до $\pm\infty$. Напр., с ростом давления темп-ра плавления может повышаться (наиб. частый случай), понижаться в нек-ром интервале давлений (для Si, Ge, Sb, Bi, Ga, H_2O, InSb и др.), проходить через максимум (Cs, Ba; рис. 4).

Мн. простые вещества и хим. соединения, находящиеся в кристаллич. состоянии, при Д. в. переходят в более плотные модификации. Большое значение имеют переходы с изменением координац. числа или типа хим. связи, напр. переходы графита в алмаз, гексагонального (графитоподобного) нитрида бора (BN) в структуру типа сфалерита или вюрцита и превращения кварц — коусит — стишовит (SiO_2 с решёткой рутила). Мн. образующиеся при Д. в. металлич. фазы обладают сверхпроводимостью (рис. 5). Теоретически предсказаны высокие сверхпроводящие свойства металлич. фазы водорода.

Уменьшая межатомные расстояния, Д. в. деформируют (расширяют) энергетич. зоны твёрдого тела, сужают запрещённые зоны и стимулируют электронные фазовые переходы, обусловленные перестройкой зонной структуры. Напр., при $p=0,7$ ГПа и темп-ре $T=20$ °С в церии происходит превращение, сопровождающееся скачкообразным изменением плотности и энтропии при сохранении типа кристаллич. структуры. Кривая фазового равновесия на $T-p$-диаграмме церия оканчивается в критич. точке типа жидкость — пар, выше к-рой возможен плавный закритич. переход из одной фазовой области в другую (рис. 4). Критическая точка обнаружена также на кривых изоморфных фазовых превращений в SmS, твёрдых растворов $(Sm_{1-x}, Cd_x)S$ и ожидается для др. соединений редкоземельных элементов, обладающих перем. валентностью.

Особым случаем электронных фазовых переходов являются т. н. фазовые переходы 2,5-го рода, при к-рых монотонное уменьшение параметров решётки под Д. в. приводит к качественному изменению топологии ферми-поверхности. Такие переходы сначала были предсказаны теоретически, а затем обнаружены экспериментально (напр., у Te).

Экспериментально обнаружены переходы нек-рых диэлектриков в полупроводники и фазы с металлич. проводимостью. В последних исчезает энергетич. щель между валентной зоной и зоной проводимости. В одних веществах металлизация происходит путём фазового перехода с резким скачкообразным изменением кристаллич. структуры и физ. свойств (напр., в Ge, Si и мн. полупроводниковых соединениях типа $A^{III}B^{V}$ и $A^{II}B^{VI}$), в других — изменение зонной структуры, электрич. свойств и кристаллич. структуры происходит

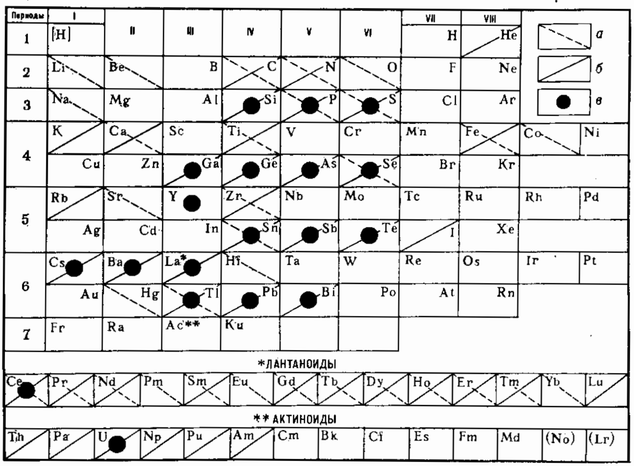


Рис. 5. Периодическая система элементов: пунктирной линией (*а*) отмечены элементы, образующие новые кристаллические модификации при изменении температуры и нормальном давлении, сплошной линией (*б*)—элементы, образующие новые модификации под высоким давлением и при различных температурах; точкой (*в*) помечены элементы, образующие сверхпроводящие фазы высокого давления.

в широком интервале давлений (напр., в S и Se и нек-рых др. веществах с ярко выраженной анизотропией сжимаемости).

При давлениях св. $\sim 10^2$ ГПа ожидается переход в металлич. состояние всех неметаллич. элементов (H, C, He, Ar, Xe), а также ионных (NaCl, LiH, . . .) и ковалентных (SiO_2, Al_2O_3) соединений. Будут происходить всё более кардинальные изменения энергетич. состояний электронов, к-рые в конце концов приведут к исчезновению оболочечной структуры атомов и переходу твёрдых тел в качественно новые состояния. Условия для такого перехода пока в лабораториях ещё не созданы, но реализуются в астрофиз. объектах (см. *Белые карлики*, *Нейтронные звёзды*).

Многообразие фазовых превращений, стимулируемых Д. в. в простых веществах, существенно возрастает в двойных системах и становится трудно обозримым в тройных и более сложных многокомпонентных системах. При этом к полиморфным модификациям (в т. ч. простых веществ) следует относить только те, для к-рых определённо известно, что между фазами возможны лишь взаимные превращения или переход (напр., при нагревании) в общую, третью фазу, т. е. что систему можно рассматривать как однокомпонентную. В двойной системе может наблюдаться полиморфный переход стехиометрич. соединения в его др. полиморфную модификацию того же стехиометрич. состава, переход в фазу перем. состава с широкой областью гомогенности, распад соединения на компоненты или фазы, состав к-рых отличен от исходного (деструкция соединения при Д. в.), а также переход из двухфазного состояния в однофазное вследствие синтеза новой фазы Д. в. или увеличения области гомогенности существовавшей ранее фазы. Осн. закономерность изменения кристаллич. структуры под Д. в. характеризуется увеличением *координационного числа*. Установлены полуэмпирич. правила, позволяющие прогнозировать структуры и свойства (в т. ч. электронные) простых веществ и соединений, а также направления эволюции фазовых диаграмм многокомпонентных систем при приложении Д. в. Общая тенденция в чередовании структур в том, что под действием Д. в. энергетически выгодными становятся структуры, известные для более тяжёлых элементов той же группы. В соединениях и бинарных системах под Д. в. реализуются структуры и фазовые диаграммы, характерные для подобных же соединений и систем, в к-рых один из компонентов заменён на более тяжёлый. Примерами служат ряд $C \to Si \to Ge \to Sn \to Pb$ и ряды изоэлектронных с ними соединения $A^{III}B^{V}$ (BN и др.), ряд SiO_2—TiO_2—ThO_2, диаграммы SnBi и PbBi, CdSb и ZnSb.

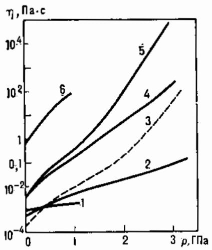


Рис. 6. Зависимость вязкости жидкостей от давления для некоторых жидкостей: 1 — вода; 2 — метанол; 3 — изопентан; 4 — н-пропан; 5 — изопропан; 6 — глицерин.

Под действием Д. в. существенно меняются механич. свойства веществ. Так, в твёрдых телах и газах в отсутствие фазовых превращений скорость звука монотонно возрастает (в жидкостях наблюдаются более сложные зависимости). В металлах при увеличении p до 1 ГПа скорость звука возрастает на 10 %, в ионных кристаллах — до 30 %, в газах — в неск. раз. С увеличением плотности газов и жидкостей растёт их вязкость. В отличие от большинства др. эффектов, обычно уменьшающихся с ростом Д. в., влияние Д. в. на вязкость возрастает с его увеличением (рис. 6).

При деформировании твёрдого тела негидростатич. силами в условиях окружающего Д. в. обычно увеличивается предельная деформация и в ряде случаев может изменяться прочность. Под Д. в. понижается темп-ра хрупко-пластичного перехода, характер макроизлома изменяется от хрупкого к вязкому, а напряжение пластич. течения и деформац. упрочнение увеличиваются. Хрупкие под Д. в. материалы разрушаются даже в том случае, когда все внеш. силы сжимающие. При этом преобладает множественное разрушение, особенно в условиях стеснённой деформации. Значит. деформация под Д. в. может вызвать залечивание пор и образование мостиков сварки в пластичных материалах и уплотнение и спрессовывание менее пластичных.

В представлениях механики сплошных сред рост скорости звука связан с увеличением плотности и модулей упругости под Д. в. Поведение под Д. в. твёрдого тела обусловлено как уровнем ср. давления, так и соотношениями между величинами гл. нормальных напряжений, варьируя к-рые, можно даже при всех нормальных напряжениях сжатия переводить материал от состояния типа одноосного сжатия к состоянию типа одноосного растяжения (меняя знак параметра Надаи—Лоде или шпура тензора деформаций за вычетом шаровой части). Это сказывается на поведении хрупких при атм. давлении тел с низким сопротивлением деформации растяжения, формальные критерии прочности к-рых существенно зависят от вида напряжённого состояния. В деформируемом твёрдом теле Д. в. препятствует зарождению и развитию трещин (дилатансии), к-рое сопровождается положит. объёмным эффектом, и затрудняет смещение берегов трещин друг относительно друга (увеличивая трение под действием нормальных напряжений сжатия). Это повышает тем самым напряжение течения в среде и пластичность (способность испытывать необратимую деформацию без изменения объёма и макроразрывов) или — у хрупких материалов типа горных пород — псевдопластичность (изменение формы, сопровождающееся увеличением объёма за счёт микротрещиноватости и множественного разрушения), к-рая при дальнейшем возрастании Д. в. (и темп-ры) может смениться истинной пластичностью. Д. в. изменяют характер внутризёренной и межзёренной деформаций и разрушения, а также зернограничного скольжения. Деформирование твёрдого тела под Д. в. приводит к образованию слоистой структуры, к переизмельчению зёрен, а также к образованию сверхтонкой субструктуры. Это связано с особенностями физ. процессов в кристаллах при их деформации в условиях окружающего Д. в., таких, как интенсивность дислокац. источников, снижение скорости перемещения одиночных дислокаций (особенно при неконсервативном движении), значит. усиление взаимодействия дислокаций. Т. о., деформация под Д. в. кардинально изменяет микроскопич. и дислокац. структуру в кристаллич. материалах, что препятствует развитию в них разрушения и увеличивает предельную деформацию. Глубокое деформирование под Д. в. $\sim$ 5—10 ГПа и выше вызывает потерю дальнего порядка в кристаллич. структуре, образование специфич. кластеров, разложение хим. соединений и образование новых фаз и др. процессы на атомно-молекулярном уровне.

Д. в. оказывает воздействие и на др. свойства вещества: изменяет процессы диффузии, теплопроводности, оптические и акустические спектры твёрдого тела и т. д.

Лит.: Бриджмен П. В., Физика высоких давлений, пер. с англ., М.—Л., 1935; его же, Новейшие работы в области высоких давлений, пер. с англ., М., 1948; его же, Исследования больших пластических деформаций и разрыва, пер. с англ., М., 1955; Циклис Д. С., Техника физико-химических исследований при высоких и сверхвысоких давлениях, 4 изд., М., 1976; его же, Плотные газы, М., 1977; Твердые тела под высоким давлением, пер. с англ., М., 1966; Брандт Н. Б., Ицкевич Е. С., Минина Н. Я., Влияние давления на поверхности Ферми металлов, «УФН», 1971, т. 104, с. 459; Механические свойства материалов под высоким давлением, пер. с англ., в. 1—2, М., 1973; Николаевский В. Н., Лившиц Л. Д., Сизов И. А., Механические свойства горных пород, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Механика твердого деформируемого тела, т. 11, М., 1978; Верещагин Л. Ф., Кабалкина С. С., Рентгеноструктурные исследования при высоком давлении, М., 1979; Курдюмов А. В., Пилянкевич А. Н., Фазовые превращения в углероде и нитриде бора, К., 1979; Тонков Е. Ю., Фазовые диаграммы элементов при высоких давлениях, М., 1979; Верещагин Л. Ф., Твердое тело при высоких давлениях. Избр. труды, М., 1981; его же, Синтетические алмазы и гидроэкструзия. Избр. труды, М., 1982; Стишов С. М., Современное состояние физики высоких давлений, «Вестн. АН СССР», 1981, № 9, с. 52; Ададуров Г. А., Гольданский В. И., Превращения конденсированных веществ при их ударно-волновом сжатии в регулируемых термодинамических условиях, «Успехи химии», 1981, т. 50, с. 1810; Понятовский Е. Г., Антонов В. Е., Белаш И. Т., Свойства фаз высокого давления в системах металл — водород, «УФН», 1982, т. 137, с. 663; Beggerow G., High-pressure properties of matter, в кн.: Landolt—Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, gr. IV, v. 4, B.—N. Y., 1980.

Л. Д. Лившиц, Е. Г. Понятовский.

Динамические Д. в. создаются с помощью ударных волн. Ударные волны сжатия возникают в средах, сжимаемость к-рых уменьшается с ростом давления. Ударные волны в конденсиров. средах от детонации взрывчатого вещества (ВВ) достигают интенсивности в неск. десятков ГПа. Близкие давления создаются при ударе по мишени ударником, к-рый разгоняют с помощью пневматич. и пороховых пушек до скоростей ~ 2 км/с. С помощью ВВ можно разогнать ударник до скоростей, близких к скорости разлёта продуктов взрыва (~10 км/с). При соударении такого ударника с мишенью могут достигаться Д. в. в неск. сотен ГПа. Ещё большие (~1000 ГПа) Д. в. создаются с помощью *кумулятивного эффекта.* Действием сфокусированного лазерного излучения достигнуты давления ок. 1 тысячи ГПа. В экспериментах с подземными ядерными взрывами выполнены исследования при Д. в. в неск. десятков тысяч ГПа.

В отличие от статич. Д. в., к-рые могут варьироваться независимо от темп-ры сжимаемого вещества, динамич. Д. в. связаны с темп-рой. Темп-ра определяется ур-нием состояния вещества и зависит от величины достигнутого давления и сжатия. В конденсиров. средах при Д. в. порядка неск. единиц или неск. десятков ГПа темп-ры достигают значений в сотни и тысячи К, при давлениях в сотни ГПа — десятков тысяч К. Существенно бо́льших темп-р при том же давлении можно достичь при ударном сжатии вещества с пониженной нач. плотностью (пористые среды). Ударное сжатие — адиабатич. необратимый (неизоэнтропийный) процесс. Оно происходит с огромной скоростью в чрезвычайно узкой (для конденсиров. сред ~10÷÷20 Å) зоне фронта ударной волны. При этом вещество нагревается за счёт адиабатич. сжатия и сверх того вследствие пластич. течений и потока тепла, обусловленных градиентами напряжений и темп-ры в ударном фронте. Падение же давления и темп-ры за ударным фронтом происходит со скоростью на много порядков меньшей, чем скорость их роста в ударном фронте. Это процесс изоэнтропийный, и поэтому энергия ударной волны, затрачиваемая на дополнит. сверхадиабатич. нагрев в-ва при ударном сжатии, после прохождения волны остаётся в среде.

С увеличением интенсивности ударной волны сверхадиабатич. нагрев растёт непропорционально давлению, и на него приходится всё бо́льшая доля полной энергии волны. Этим определяется предельное сжатие вещества, к-рое может быть достигнуто ударным сжатием: при бесконечном возрастании давления вся энергия волны расходуется на нагрев среды, и сжатие её прекращается. Для увеличения сжимаемости вещества в ударной волне уменьшают его нач. темп-ру или применяют ступенчатое сжатие, когда конечное давление достигается не одной ударной волной, а серией следующих друг за другом ударных волн меньшей интенсивности (квазиизоэнтропич. сжатие).

Максимально достижимые статич. Д. в. ограничены прочностными свойствами конструкц. материалов, но поддерживать состояние с высоким статич. давлением, в принципе, можно бесконечно долго. Принципиально достижимые значения динамич. Д. в. не ограничены (благодаря фундам. свойству вещества — его инерционности), однако время их действия вследствие возникновения волн разрежения, движущихся со скоростью звука от свободных поверхностей ударно-сжатого тела, ограничено. Ударные волны сжатия движутся со скоростью, большей скорости звука в исходном веществе и меньшей, чем в ударно-сжатом. Поэтому волны разрежения догоняют фронт ударной волны и уменьшают давление в нём. По этой причине в реальном эксперименте удаётся поддерживать состояние с Д. в. лишь в течение неск. мкс и меньше (напр., при генерации ударных волн при лазерном воздействии).

Несмотря на кратковременность действия динамич. Д. в. разработаны исключительно прецизионные методы диагностики ударно-сжатого состояния. Законы сохранения массы и импульса связывают механич. параметры ударной волны: скорость волны D, скорость движения вещества за фронтом u, давление p и сжимаемость σ. Поэтому, чтобы определить их, достаточно два из них измерить экспериментально. Обычно измеряют D и u. При этом с помощью совр. осциллографов высокого разрешения и скоростных фоторегисторов достигают точности измерений в доли процента. Для умеренных интенсивностей ударных волн разработаны методы прямого определения p (пьезодатчики) и σ (импульсная рентгеноскопия). Точность в этом случае не выше неск. процентов. Темп-ра определяется оптич. методом (в прозрачных средах), а также методом термопар. Точность определения темп-р значительно ниже, чем значений механич. параметров ударной волны.

В науч. исследованиях динамич. Д. в. применяются для изучения свойств веществ в разл. агрегатных состояниях. При этом достигаются такие состояния, к-рые недоступны для др. методов (давления до тысяч ГПа, магн. поля до десятков млн. эрстед и т. д.). Помимо ур-ния состояния, в экспериментах с динамич. Д. в. исследуются оптич., магн. и электрич. характеристики материалов. Известны работы, в к-рых для изучения свойств твёрдых тел в условиях динамич. Д. в. применяются импульсная *рентгенография материалов* и вынужденное *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние.* В силу кратковременности действия ударной волны и особенно вследствие огромных скоростей сжатия вещества во фронте ударной волны в среде могут возникать сильно неравновесные состояния. Исследование в этих условиях разл. релаксац. процессов (хим. реакций, полиморфных переходов и др.) показало, что ударно-волновое воздействие следует рассматривать как новый тип воздействия на среду, т. к. часто оно приводит к результатам, к-рые либо трудно, либо невозможно получать др. способами. Так, дипольные молекулы под действием ударного фронта ориентируются по ходу волны. Этот эффект в условиях статич. Д. в. невозможен. Под действием ударных волн осуществляются разл. хим. реакции, при этом образуются продукты, специфические только для ударно-волнового воздействия. Напр., ароматич. соединения в слабых ударных волнах [$(11\div15)\cdot10^3$ атм, темп-ра $100\div200$ °С] претерпевают частичное разложение с разрушением бензольного кольца. Эта атермич. деструкция обусловлена неравновесным состоянием вещества в зоне ударного сжатия. В статич. условиях при таких же значениях давлений и темп-ры эти соединения не разлагаются совсем, при нормальных давлениях и высоких темп-рах разлагаются с сохранением бензольного кольца, при дальнейшем росте темп-ры (до 2000 °С) происходит их полная графитизация. Под действием ударных волн мн. вещества претерпевают полиморфные переходы со скоростью распространения ударной волны, с такими же скоростями осуществляются реакции полимеризации нек-рых мономеров. Причём полимеризация идёт без катализаторов и часто с образованием необычных продуктов.

Ударное сжатие не является гидростатическим. С макроскопич. точки зрения, воздействие ударной волны любой интенсивности является одноосным, однако одноосное сжатие реализуется только в ударных волнах, интенсивность к-рых не превышает динамич. предела текучести. В более сильных волнах вещество сжимается объёмно. Переход от одноосного сжатия к объёмному в газодинамич. отношении является аналогом полиморфного превращения и так же, как последнее, носит релаксац. характер. Различие здесь состоит только в том, что при полиморфном превращении осуществляется переход в новую кристаллич. структуру, а при потере телом прочности — в исходную, но с меньшими параметрами. При переходе к объёмному сжатию во фронте волны в огромном кол-ве генерируются разл. типа дефекты, а хрупкие материалы дробятся до частиц микронных размеров. В противоположность дроблению в мельницах, когда дефектность частиц, как правило, уменьшается, при дроблении ударной волной дефектность возрастает, если, конечно, интенсивность ударной волны была не слишком высокой. Под действием сильных ударных волн остаточная темп-ра может оказаться выше темп-ры рекристаллизации, и тогда дефектность частиц, естественно, уменьшается.

После сжатия вещество с большой скоростью адиабатически охлаждается в волне разрежения. Скорость охлаждения достигает 10^9 К/с и более. Благодаря этому удаётся получать метастабильные в нормальных условиях соединения и сплавы. Так, напр., в динамич. Д. в. получен сплав W с Mn (темп-ра плавления W составляет 3380 °С, а Mn кипит при 2200 °С), к-рый др. способами получить не удавалось.

Динамич. Д. в., создаваемые взрывом ВВ, применяются в стр-ве и горном деле, для сварки, резки, упрочнения, штамповки, снятия напряжений в сварных швах, прессования и т. д. С помощью Д. в. синтезируется значит. кол-во алмазов и алмазоподобных модификаций нитрида бора. Дальнейшее детальное изучение структуры ударных волн в разл. средах позволит направленно использовать особенности ударно-волнового воздействия для исследований механизма физ.-хим. процессов ударного сжатия и разл. применений.

Лит.: Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., 1963; Кормер С. Б., Оптические исследования свойств ударно сжатых конденсированных диэлектриков, «УФН», 1968, т. 94, с. 641; Действие излучения большой мощности на металлы, М., 1970; Дерибас А. А., Физика упрочнения и сварки взрывом, 2 изд., Новосиб., 1980.

А. Н. Дремин.

ДАВЛÉНИЕ ЗВУКОВÓГО ИЗЛУЧÉНИЯ (радиационное давление звука, давление звука) — среднее по времени избыточное давление на препятствие, помещённое в *звуковое поле*. Д. з. и. определяется импульсом, передаваемым волной в единицу времени на единицу площади препятствия. Д. з. и. на полностью отражающую звук плоскую поверхность при нормальном падении на неё плоской волны определяется ф-лой [Дж. У. Стретт, Рэлей (J. W. Strutt, Rayleigh), 1902]:

$$P = \frac{\gamma+1}{8}\rho v^2 = (\gamma+1)\,E_{\text{к}}, \qquad (1)$$

где ρ — плотность невозмущённой среды, v — амплитуда *колебательной скорости частиц* в пучности скорости стоячей волны, $E_{\text{к}}$ — средняя по времени и пространству плотность кинетич. энергии звуковой волны, γ — показатель адиабаты, равный в случае газов отношению c_p/c_V (c_p и c_V — теплоёмкости при пост. давлении и объёме). Д. з. и., определяемое ф-лой (1) (т. н. давление Рэлея), наблюдается, напр., в жёсткой трубе, где волну можно считать плоской.

Д. з. и., создаваемое звуковым пучком или лучом, т. е. ограниченной по фронту плоской волной, распространяющейся в безграничной невозмущённой среде, при нормальном падении на полностью отражающую плоскую поверхность (т. н. давление Ланжевена) определяется ф-лой [П. Ланжевен (P. Langevin), 1932]:

$$P = \rho v^2/4 = 2E_{\text{к}}. \qquad (2)$$

Когда средние по времени плотности потенциальной и кинетич. энергий равны друг другу, давления Рэлея и Ланжевена пропорциональны плотности полной *энергии звуковой волны* (аналогично давлению света) или *интенсивности звука*. Давление Ланжевена на частично отражающее твёрдое препятствие равно

$$P = (1+R^2)\,E, \qquad (3)$$

где R — коэф. отражения по давлению (см. *Отражение звука*), E — среднее по времени значение плотности полной энергии в падающей волне. При нормальном падении звукового пучка на поверхность раздела двух сред эта поверхность испытывает Д. з. и., выражаемое ф-лой

$$P = 2E_{\text{к}1}(1+R^2) - 2E_{\text{к}2},$$

где $E_{\text{к}1}$ и $E_{\text{к}2}$ — средние по времени значения плотности кинетич. энергии падающей волны в 1-й среде и прошедшей волны во 2-й среде. Если $R=0$, то P определяется только плотностью кинетич. энергии в обеих средах и не зависит от направления распространения волны относительно границы. Д. з. и.— эффект второго порядка малости; оно мало по сравнению с амплитудой переменного *звукового давления* p_0. Напр., в воде при интенсивности звука ≈ 10 Вт/см² $p=5\cdot10^5$ Па, а Д. з. и. $P=10^2$ Па. В воздухе при интенсивности звука 1 Вт/см², т. е. при уровне интенсивности 160 Дб, достигаемом в промышленных установках для коагуляции аэрозолей, $p\approx 3\cdot10^3$ Па, а $P\approx 10$ Па.

Д. з. и., действующее на границе раздела двух жидких или жидкой и газообразной сред, приводит к вспучиванию поверхности раздела, к-рое при достаточной интенсивности звука переходит в фонтанирование. Это явление используется при УЗ-распылении жидкостей (см. *Диспергирование*). Д. з. и. играет важную роль в процессе *коагуляции акустической* аэрозолей. Д. з. и. пользуются при определении абс. значения интенсивности звука с помощью *радиометра акустического*. В условиях невесомости может применяться для стабилизации предметов в пространстве, перекачки жидкостей и т. д.

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1955, § 253а; Красильников В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984.

К. А. Наугольных.

ДАВЛÉНИЕ СВÉТА — давление, оказываемое светом на отражающие и поглощающие тела, частицы, а также отдельные молекулы и атомы; одно из *пондеромоторных действий света*, связанное с передачей импульса эл.-магн. поля веществу. Гипотеза о существовании Д. с. была впервые высказана И. Кеплером (J. Kepler) в 17 в. для объяснения отклонения хвостов комет от Солнца. Теория Д. с. в рамках классич. электродинамики дана Дж. Максвеллом (J. Maxwell) в 1873. В ней Д. с. тесно связано с рассеянием и поглощением эл.-магн. волны частицами вещества. В рамках квантовой теории Д. с.— результат передачи импульса фотонами телу.

При нормальном падении света на поверхность твёрдого тела Д. с. определяется формулой $p=S(1-R)/c$, где S — плотность потока энергии (интенсивность света), R — коэф. отражения света от поверхности.

Экспериментально Д. с. на твёрдые тела было впервые исследовано П. Н. Лебедевым в 1899. Осн. трудности в эксперим. обнаружении Д. с. заключались в выделении его на фоне радиометрич. и конвективных сил, величина к-рых зависит от давления окружающего тело газа и при недостаточном вакууме может превышать Д. с. на неск. порядков. В опытах Лебедева в вакуумированном ($\sim10^{-4}$ мм рт. ст.) стеклянном сосуде на тонкой серебряной нити подвешивались коромысла крутильных весов с закреплёнными на них тонкими дисками-крылышками, к-рые и облучались. Крылышки изготавливались из разл. металлов и слюды с идентичными противоположными поверхностями. Последовательно облучая переднюю и заднюю поверхности крылышек разл. толщины, Лебедеву удалось нивелировать остаточное действие радиометрич. сил и получить удовлетворительное (с ошибкой $\pm20\%$) согласие с теорией Максвелла. В 1907—10 Лебедев выполнил ещё более тонкие эксперименты по исследованию Д. с. на газы и также получил хорошее согласие с теорией.

Д. с. играет большую роль в астр. и атомных явлениях. В астрофизике Д. с. наряду с давлением газа обеспечивает стабильность звёзд, противодействуя силам гравитации. Действием Д. с. объясняются нек-рые формы кометных хвостов. К атомным эффектам относится т. н. *световая отдача*, к-рую испытывает возбуждённый атом при испускании фотона.

В конденсиров. средах Д. с. может вызывать ток носителей (см. *Светоэлектрический эффект*).

Специфич. особенности Д. с. обнаруживаются в разреженных атомных системах при резонансном рассеянии интенсивного света, когда частота лазерного излучения равна частоте атомного перехода. Поглощая фотон, атом получает импульс в направлении лазерного пучка и переходит в возбуждённое состояние. Далее, спонтанно испуская фотон, атом приобретает импульс (световая отдача) в произвольном направлении. При последующих поглощениях и спонтанных испусканиях фотонов произвольно направленные импульсы световой отдачи взаимно гасятся, и, в конечном итоге, резонансный атом получает импульс, направленный вдоль светового луча — резонансное Д. с. Сила F резонансного Д. с. на атом определяется как импульс, переданный потоком фотонов с плотностью N в ед. времени: $F=N\hbar k\sigma$, где $\hbar k=2\pi\hbar/\lambda$ — импульс одного фотона, $\sigma\approx\lambda^2$ — сечение поглощения резонансного фотона, λ — длина волны света. При относительно малых плотностях излучения резонансное Д. с. прямо пропорционально интенсивности света. При больших плотностях N в связи с конечным ($\neq0$) временем жизни возбуждённого уровня происходит насыщение поглощения и насыщение резонансного Д. с. (см. *Насыщения эффект*). В этом случае Д. с. создают фотоны, спонтанно испускаемые атомами со средней частотой γ (обратной времени жизни возбуждённого атома) в случайном направлении, определяемом диаграммой испускания атома. Сила светового давления перестаёт зависеть от интенсивности, а определяется скоростью спонтанных актов испускания: $F\sim\hbar k\gamma$. Для типичных значений $\gamma\simeq10^8$ с$^{-1}$ и $\lambda\simeq0{,}6$ мкм сила Д. с. $F\simeq5\times\times10^{-3}$ эВ/см; при насыщении резонансное Д. с. может создавать ускорение атомов до 10^5 g (g — ускорение свободного падения). Столь большие силы позволяют селективно управлять атомными пучками, варьируя частоту света и по-разному воздействуя на группы атомов, мало отличающиеся частотами резонансного поглощения. В частности, удаётся сжимать максвелловское распределение по скоростям, убирая из пучка высокоскоростные атомы. Свет лазера направляют навстречу атомному пучку, подбирая при этом частоту и форму спектра излучения так, чтобы наиб. сильное тормозящее действие Д. с. испытывали наиб. быстрые атомы из-за их большего доплеровского смещения резонансной частоты. Другим возможным применением резонансного Д. с. является разделение газов: при облучении двухкамерного сосуда, наполненного смесью двух газов, один из к-рых находится в резонансе с излучением, резонансные атомы под действием Д. с. перейдут в дальнюю камеру.

Своеобразные черты имеет резонансное Д. с. на атомы, помещённые в поле интенсивной стоячей волны. С квантовой точки зрения стоячая волна, образованная встречными потоками фотонов, вызывает толчки атома, обусловленные поглощением фотонов и их стимулированным испусканием. Средняя сила, действующая на атом, при этом не равна нулю вследствие неоднородности поля на длине волны. С классич. точки зрения сила Д. с. обусловлена действием пространственно неоднородного поля на наведённый им атомный диполь. Эта сила минимальна в узлах, где дипольный момент не наводится, и в пучностях, где градиент поля обращается в нуль. Макс. сила Д. с. по порядку величины равна $F\simeq\pm Ekd$ (знаки относятся к синфазному и противофазному движению диполей с моментом d по отношению к полю с напряжённостью E). Эта сила может достигать гигантских значений: для $d\simeq1$ дебай, $\lambda\simeq0{,}6$ мкм и $E\simeq10^6$ В/см сила $F\simeq5\cdot10^2$ эВ/см.

Поле стоячей волны расслаивает пучок атомов, проходящий сквозь луч света, т. к. диполи, колеблющиеся в противофазе, двигаются по разл. траекториям подобно атомам в *Штерна — Герлаха опыте*. В лазерных пучках на атомы, двигающиеся вдоль луча, действует радиальная сила Д. с., обусловленная радиальной неоднородностью плотности светового поля.

Как в стоячей, так и в бегущей волне происходит не только детерминированное движение атомов, но и их диффузия в фазовом пространстве вследствие того, что акты поглощения и испускания фотонов — чисто квантовые случайные процессы. Коэф. пространств. диффузии для атома с массой M в бегущей волне равен $D\simeq(\hbar k/M)^2\gamma^{-1}$.

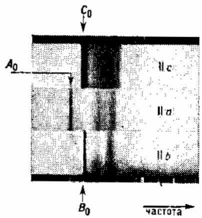
Подобное рассмотренному резонансное Д. с. могут испытывать и квазичастицы в твёрдых телах: электроны, экситоны и др.

Лит.: Лебедев П. Н., Собр. соч., М., 1963; Эшкин А., Давление лазерного излучения, [пер. с англ.], «УФН», 1973, т. 110, с. 101; Казанцев А. П., Резонансное световое давление, там же, 1978, т. 124, с. 113.

С. Г. Пржибельский, Ю. А. Чистяков.

ДАВЫДОВСКОЕ РАСЩЕПЛЕ́НИЕ — явление, состоящее в том, что спектры *молекулярных кристаллов* содержат мультиплеты полос экситонного поглощения (см. *Молекулярные экситоны*), соответствующие невырожденным возбуждённым состояниям молекул. Д. р. наблюдается в молекулярных кристаллах, содержащих в элементарной ячейке более одной молекулы. Такие мультиплеты (дублеты, триплеты), впервые рассмотренные А. С. Давыдовым в 1948, наз. давыдовскими или экситонными мультиплетами.

Физ. механизм Д. р. состоит в следующем: элементарная ячейка молекулярного кристалла обычно содержит неск. химически идентичных молекул, ориентированных под углом друг к другу, но составляющих одинаковые углы с кристаллографич. осями. Вследствие этого уровни энергии всех молекул совпадают. Взаимодействие молекул приводит к образованию из



Спектр кристалла бензола (орторомбический кристалл, $\sigma=4$) в поляризованном свете. Полосы A_0, B_0 и C_0 составляют экситонный триплет; a, b и c — направления кристаллографических осей (широкополосное поглощение с высокочастотной стороны соответствует фононным «крыльям» этих полос).

их возбуждённых уровней экситонных зон. Если молекулярный уровень не вырожден, то число экситонных зон равно числу σ молекул в ячейке. В спектре поглощения кристалла каждой зоне соответствует относительно узкая полоса, отвечающая состоянию с нулевым *квазиимпульсом* k экситона. Правила отбора, связанные с *точечной группой симметрии* кристаллов, приводят к поляризации полос мультиплета по осям симметрии кристалла и могут запрещать переходы в некрые из зон. Поляризованные полосы экспериментально открыты А. Ф. Прихотько в 1944 и названы кристаллич. полосами или К-полосами (рис.).

Д. р. является простейшим признаком, позволяющим экспериментально установить экситонную природу поглощения. Его величина определяется величиной интеграла передачи возбуждения молекулами.

Д. р. наблюдалось для молекулярных экситонов разл. природы — электронных возбуждений синглетных (спин $I=0$) и триплетных ($I=1$); внутримолекулярных колебательных возбуждений; возбуждений типа *спиновых волн* и др.

Лит.: Давыдов А. С., Теория молекулярных экситонов, М., 1968; Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; Броуде В. Л., Рашба Э. И., Шека Е. Ф., Спектроскопия молекулярных экситонов, М., 1981.

Э. И. Рашба.

ДА́ЙСОНА УРАВНЕ́НИЯ в квантовой теории — уравнения движения для квантовой системы с бесконечным числом степеней свободы (напр., системы квантовых полей), записанные не для операторных полевых ф-ций, а для пропагаторов (одночастичных *Грина функций*) и вершинных функций. Д. у. представляют собой бесконечную цепочку зацепляющихся нелинейных интегральных ур-ний, аналогичную цепочке ур-ний для *корреляционных функций* (многочастичных *функций распределения*) статистич. механики. Они могут быть получены либо из *Швингера уравнений*, либо графич. путём — суммированием вкладов *Фейнмана диаграмм*.

В *квантовой электродинамике* [где они впервые были получены Ф. Дайсоном (F. Dyson)] два первых Д. у. для «одетых взаимодействием» электронного G и фотонного D пропагаторов имеют вид

$$G(x, y) = G^0(x-y) + e\int G^0(x-z)\, A_\nu(z)\, \gamma^\nu\, dz\, G(z, y) -$$
$$-ie\iiint G^0(x-z)\, dz\, \gamma^\mu\, G(z, \tau)\, d\tau\, \Gamma^\nu(\tau, y; \eta)\, d\eta\, D_{\mu\nu}(\eta, z),$$
$$D_{\mu\nu}(x, y) = D^0_{\mu\nu}(x-y) - ie\iiint D^0_{\mu\rho}(x-\zeta)\, d\zeta \times$$
$$\times \mathrm{Sp}[\gamma^\rho\, G(\zeta, \eta)\, d_\eta\, \Gamma_\nu(\eta, \theta; y)\, d\theta\, G(\theta, \zeta)], \qquad (1)$$

где γ^ν — *Дирака матрицы*, $\nu=0, 1, 2, 3$, G^0 и D^0 — «голые» пропагаторы (т. е. Грина функции свободных полей), $A(x)$ — внеш. электромагн. поле (если оно отлично от нуля), одетое *радиационными поправками*, а Γ_ν — вершинная ф-ция квантовой электродинамики, для к-рой, в свою очередь, может быть выписано интегральное ур-ние, содержащее наряду с G, D и Γ электрон-фотонную 4-концевую вершинную ф-цию $K_{\mu\nu}$, и т. д. (x, y, z — пространственно-временны́е точки). Т. о., любая конечная система Д. у. является незамкнутой.

Часто используют сокращённую символич. запись Д. у.:

$$G = G^0 + eG^0\gamma AG - ie\, G^0\gamma G\Gamma D,$$
$$D = D^0 - ie\, D^0[\gamma G\Gamma G].$$

Д. у. также могут быть записаны в интегро-дифференциальной форме. Действуя, напр., на второе из ур-ний (1) оператором Д'Аламбера $\Box$ по переменной x с учётом того, что $\Box D^0_{\mu\nu}(x-y) = \delta(x-y)\,\delta_{\mu\nu}$ (где $\delta_{\mu\nu}$ — *Кронекера символ*, $\delta(x-y)$ — *дельта-функция* Дирака), получаем

$$\Box D_{\mu\nu}(x, y) + \Pi D_{\mu\nu}(x, y) = \delta(x-y)\,\delta_{\mu\nu}. \qquad (2)$$

Здесь Π — поляризац. оператор, к-рый, используя символич. форму записи, можно представить в виде

$$\Pi = ie[\gamma G\Gamma G]\, D^{-1},$$

причём D^{-1} — оператор, обратный к D ($D^{-1}D=1$).

Ур-ние (2) является обобщением дифференциального ур-ния для D^0 на случай учёта квантового взаимодействия между полями. Из интегро-дифференциальных ур-ний для пропагаторов можно получить соответствующие однородные ур-ния для операторов взаимодействующих полей. Напр., из ур-ния (2) следует

$$\Box A_\nu(x) + \Pi A_\nu(x) = 0.$$

С распространением квантовополевых методов Д. у. стали использоваться в квантовой статистич. физике, теории турбулентности и нек-рых др. областях теоретич. физики.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, § 38.

Д. В. Ширков.

Д'АЛАМБЕ́РА ОПЕРА́ТОР — дифференциальный оператор

$$\Box \equiv \Delta - c^{-2}(\partial^2/\partial t^2),$$

где Δ — *Лапласа оператор*, c — постоянная. Назван по имени Ж. Д'Аламбера (J. D'Alembert). Д. о. наз. также даламбертианом или волновым оператором, т. к. с его помощью удобно записывать *волновое уравнение*. Рассматривают также обобщённый Д. о.

$$\Box = \frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(\sqrt{-g}\, g^{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial x_\beta}\right),$$

где $g^{\alpha\beta}$ — метрич. тензор, g — детерминант соответствующей ему матрицы. *С. В. Молодцов.*

Д'АЛАМБЕ́РА ПРИ́НЦИП — один из осн. принципов динамики, согласно к-рому приложенные к точкам материальной системы «задаваемые» (активные) силы могут быть разложены на «движущие» силы, т. е. силы, сообщающие точкам системы ускорения, и на «потерянные» силы, к-рые уравновешиваются противодействиями (реакциями) связей. Назван по имени Ж. Д'Аламбера. Д. п. широко применяется для решения задач динамики несвободных систем тел (механизмы, машины и т. п.).

Для свободной материальной точки задаваемая сила $\boldsymbol{F}$ равна движущей силе $m\boldsymbol{w}$, где m — масса точки, $\boldsymbol{w}$ — полученное ею ускорение. Существенно новым в Д. п. является указание на то, что для несвободной точки (см. *Связи механические*) задаваемая сила не равна движущей и что для каждой i-й точки несвободной системы

$$\boldsymbol{F}_i = m_i\boldsymbol{w}_i + \boldsymbol{P}_i, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{P}_i$ — потерянная сила. Т. к. потерянная сила уравновешивается реакцией связи $\boldsymbol{N}_i$, то $\boldsymbol{P}_i + \boldsymbol{N}_i = 0$ или $\boldsymbol{P}_i = -\boldsymbol{N}_i$. Тогда ур-ниям (1) можно придать вид

$$\boldsymbol{F}_i + \boldsymbol{N}_i - m_i\boldsymbol{w}_i = 0. \qquad (2)$$

В дальнейшем (нач. 19 в.) величину $\boldsymbol{J}_i = -m_i\boldsymbol{w}_i$ стали именовать *силой инерции* материальной точки и представлять ур-ния (2) в виде

$$\boldsymbol{F}_i + \boldsymbol{N}_i + \boldsymbol{J}_i = 0. \qquad (3)$$

Равенства (3) приводят к другой формулировке Д. п.: если к действующим на точки материальной системы заданным (активным) силам и реакциям связей присоединить соответствующие силы инерции, то полученная система сил будет находиться в равновесии и к ней будут применимы все ур-ния статики. В этой форме Д. п. представляет основу *кинетостатики* — раздела механики, в к-ром излагаются приёмы решения динамич. задач сравнительно простыми методами статики и к-рый нашёл поэтому важные применения в разл. областях техники, особенно в теории механизмов и машин.

Другой метод решения задач динамики несвободных систем, исключающий из рассмотрения неизвестные реакции связей, вытекает из *Д'Аламбера — Лагранжа принципа*.

Лит. см. при ст. *Механика.*

С. М. Тарг.

Д'АЛАМБЕ́РА УРАВНЕ́НИЕ — неоднородное *волновое уравнение* $\Delta\psi - c^{-2}\partial^2\psi/\partial t^2 = f(\boldsymbol{r}, t)$. В случае одной пространств. координаты это ур-ние описывает малые колебания бесконечно тонкой однородной струны. В 1747 Ж. Д'Аламбер сформулировал эту задачу в виде ур-ния и получил решение соответствующей задачи Коши (см. *Д'Аламбера формула*). *С. В. Молодцов.*

Д'АЛАМБЕ́РА ФО́РМУЛА — формула, описывающая решение *Коши задачи* для одномерного *волнового уравнения*

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} u(x,\ t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} u(x,\ t) = f(x,\ t)$$

в области $t > 0$, $-\infty < x < \infty$ с начальными условиями $u(x,\ t)\,|_{t=0} = \varphi(x)$, $u'_t(x,\ t)\,|_{t=0} = \psi(x)$:

$$u(x,\ t) = -(c/2)\int_0^t \int_{x-c(t-\tau)}^{x+c(t-\tau)} f(\tau,\ \zeta)\, d\zeta\, d\tau +$$

$$+ (2c)^{-1}\int_{x-ct}^{x+ct} \psi(\xi)\, d\xi + [\varphi(x+ct) + \varphi(x-ct)]/2.$$

При этом $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ должны быть дважды непрерывно дифференцируемы, а ф-ция $f(x,\ t)$ должна быть непрерывна вместе с первой производной по x в полуплоскости $t \geqslant 0$, $-\infty < x < \infty$. Д. ф. получена Ж. Д'Аламбером в 1747.

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981. *С. В. Молодцов.*

Д'АЛАМБЕ́РА — ЛАГРА́НЖА ПРИ́НЦИП — один из осн. принципов механики, устанавливающий важное свойство движения механич. систем с любыми идеальными связями и дающий общий метод решения задач динамики (и статики) для этих систем. Д. — Л. п. можно рассматривать как соответствующее обобщение *Д'Аламбера принципа* и *возможных перемещений принципа.* Из принципа Д'Аламбера следует, что действующие на каждую точку системы активные силы $\boldsymbol{F}_i^{\text{а}}$ и реакции связей могут быть уравновешены силой инерции $\boldsymbol{F}_i^{\text{и}} = -m_i\boldsymbol{w}_i$, где m_i — масса этой точки, $\boldsymbol{w}_i$ — её ускорение. Д. — Л. п. выражает этот результат в форме, исключающей из рассмотрения все наперёд неизвестные реакции связей: истинное движение механич. системы с любыми удерживающими идеальными связями отличается от всех кинематически возможных тем, что только для истинного движения сумма элементарных работ всех активных сил и сил инерции на любом возможном перемещении системы равна в каждый данный момент времени нулю. Математически Д. — Л. п. выражается равенством, к-рое наз. также общим ур-нием механики:

$$\sum_{i=1}^{n} (\boldsymbol{F}_i^{\text{а}} - m_i\boldsymbol{w}_i)\,\delta\boldsymbol{r}_i = \sum_{i=1}^{n} (\delta A_i^{\text{а}} + \delta A_i^{\text{и}}) = 0, \qquad (1)$$

где $\delta\boldsymbol{r}_i$ — векторы возможных перемещений точек системы, а $\delta A_i^{\text{а}}$ и $\delta A_i^{\text{и}}$ означают символически соответственно элементарные работы активных сил и сил инерции. Ур-ние (1) может применяться к решению задач непосредственно, так же, как и принцип возможных перемещений. Наиб. простую форму Д. — Л. п. принимает при переходе к обобщённым координатам q_i, число к-рых равно числу степеней свободы системы. Тогда для голономных связей ур-ние (1) принимает вид

$$\sum_{i=1}^{s} (Q_i^{\text{а}} + Q_i^{\text{и}})\,\delta q_i = 0, \qquad (2)$$

где $Q_i^{\text{а}}$ — обобщённые активные силы, $Q_i^{\text{и}}$ — обобщённые силы инерции. Из (2), в силу независимости между собой координат q_i, вытекает s равенств:

$$Q_i^{\text{а}} + Q_i^{\text{и}} = 0 \quad (i = 1,\ 2,\ \ldots,\ s). \qquad (3)$$

Отсюда следует, что при движении голономной системы каждая из обобщённых активных сил может быть в данный момент времени уравновешена соответствующей обобщённой силой инерции. Если выразить все $Q_i^{\text{и}}$ через кинетич. энергию системы, то равенства (3) обратятся в *Лагранжа уравнения* механики.

Лит. см. при ст. *Механика.* *С. М. Тарг.*

Д'АЛАМБЕ́РА — Э́ЙЛЕРА ПАРАДО́КС — положение *гидродинамики*, согласно к-рому при равномерном и прямолинейном движении тела произвольной формы, но конечных размеров внутри безграничной несжимаемой жидкости, лишённой вязкости, вихреобразований и поверхностей разрыва скоростей, результирующая сила сопротивления жидкости движению тела равна нулю [высказано Ж. Д'Аламбером в 1744 и Л. Эйлером (L. Euler) в 1745]. Д. — Э. п. строго доказан и для идеального совершенного газа, движущегося адиабатически. Физически отсутствие сопротивления объясняется тем, что при указанных условиях поток жидкости или газа должен замыкаться позади движущегося тела, причём жидкость оказывает на заднюю сторону тела воздействие, уравновешивающее воздействие (всегда имеющее место) на переднюю сторону.

В действительности тело при своём движении в жидкости или газе всегда испытывает сопротивление. Противоречие между действительностью и содержанием Д. — Э. п. объясняется тем, что в реальной среде не выполняются те предположения, из к-рых строится доказательство парадокса. При движении тела в жидкости всегда проявляется вязкость жидкости, образуются вихри (в особенности позади тела) и возникают поверхности разрыва скорости. Эти термодинамически необратимые процессы и вызывают сопротивление движению тела со стороны жидкости.

ДА́ЛЬНИЙ И БЛИ́ЖНИЙ ПОРЯ́ДОК — наличие пространств. корреляции микроструктуры вещества либо в пределах всего макроскопич. образца (д а л ь н и й п о р я д о к), либо в области с конечным радиусом корреляции (б л и ж н и й п о р я д о к). Состояние вещества, характеризуемое наличием дальнего порядка, наз. упорядоченной фазой, а состояние, в к-ром дальний порядок отсутствует, — неупорядоченной фазой. Фазовый переход из неупорядоченной фазы в упорядоченную может быть переходом первого или второго рода. Если упорядочение происходит в результате фазового перехода второго рода, то в неупорядоченной фазе есть ближний порядок, причём при приближении к точке перехода корреляц. радиус $R_c \to \infty$.

Различаются след. виды упорядочения: координационное (в расположении частиц вещества); ориентационное (в ориентации частиц); магнитное (упорядочение в ориентации магн. моментов).

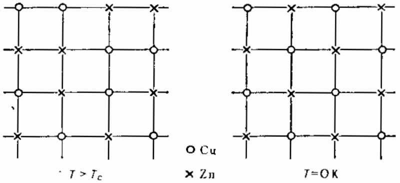
Координационное упорядочение. В жидкости вероятность пребывания атома в точке с пространств. координатой $\boldsymbol{r}$ или её удельная плотность в среднем одинаковы, т. е. ср. удельная плотность $\bar{\rho}$ не зависит от $\boldsymbol{r}$. Однако в жидкости существуют корреляции в расположении соседних атомов. *Корреляционная функция*, описывающая отклонения ρ от $\bar{\rho}$ $(\delta\rho)$ в разных точках жидкости:

$$\Phi(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}') = \delta\rho(\boldsymbol{r})\,\delta(\boldsymbol{r}'), \qquad (1)$$

отлична от 0 при $\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}' < R_c$. Т. о., атомы жидкости на расстояниях, меньших R_c, образуют ближний координац. порядок. Отклонение ρ от $\bar{\rho}$ наз. п а р а м е т р о м п о р я д к а.

При кристаллизации возникает периодич. пространств. модуляция ρ, т. к. атомы в кристаллах занимают положения, отвечающие узлам кристаллич. решётки. В результате отклонение плотности от средней $\bar{\rho} \to \delta\rho(\boldsymbol{r}) = \rho(\boldsymbol{r}) - \bar{\rho}(\boldsymbol{r})$ становится периодич. ф-цией координат. Это означает, что в кристаллах имеет место дальний координац. порядок.

Другой пример координац. упорядочения дают сплавы. Напр., сплав, содержащий равные количества Cu и Zn, имеет простую кубич. решётку. При высоких темп-рах в результате диффузии её узлы заняты с равной вероятностью атомами Cu или Zn (рис. *а*) и ср. удельная плотность атомов Cu однородна, т. е. ρ_{Cu} не зависит от координат узла (неупорядоченная фаза). При понижении темп-ры атомы Cu и Zn образуют правильное расположение (упорядоченная фаза, рис. *б*).



а *б*

Если ввести параметр порядка $\eta(r) = \overline{\rho}_{Cu}(r) - \overline{\rho}_{Zn}(r)$, то при высокой темп-ре $\eta(r) = 0$, а при низкой темп-ре

$$\eta(r) = \pm {}^{1}/_{2}\,(\overline{\rho}_{Cu} - \overline{\rho}_{Zn}). \qquad (2)$$

Переход из неупорядоченной фазы в упорядоченную в сплавах часто происходит в результате фазового перехода 2-го рода. При этом упорядочение происходит постепенно, т. е. параметр порядка $\eta = 0$ для темп-р $T > T_c$ (T_c — темп-ра фазового перехода), а при $T < T_c$ η постепенно возрастает с понижением темп-ры. При $T > T_c$ дальнего порядка нет, но ближний порядок есть. Это означает, что, хотя для двух узлов, удалённых друг от друга на расстояния $R > R_c$, вероятности занять их атомами Cu одинаковы, на расстояниях $R < R_c$ эти вероятности коррелируют друг с другом, как в упорядоченной фазе. При приближении к T_c радиус корреляции $R_c \to \infty$ и ближний порядок превращается в дальний.

И в кристаллах, и в сплавах высокотемпературная фаза является неупорядоченной. Такая ситуация, как правило, типична для всех видов упорядочения. При повышении темп-ры разупорядочивающее тепловое движение становится более интенсивным, что приводит при достаточно высоких темп-рах к разрушению корреляций, т. е. к отсутствию дальнего порядка и ослаблению ближнего порядка (к уменьшению R_c).

Ориентационное и магнитное упорядочения. В изотропной жидкости, состоящей из анизотропных, но случайно ориентированных молекул, может происходить фазовый переход в анизотропную жидкость, в к-рой молекулы имеют преимуществ. ориентацию (см. *Жидкие кристаллы*). Параметром порядка при таком ориентационном упорядочении является спонтанная поляризация или константа анизотропии диэлектрич. проницаемости $\mathscr{E}$, равные 0 в изотропной жидкости и отличные от 0 в жидком кристалле.

Магн. упорядочение состоит в том, что магн. моменты атомов, ориентированные при высокой темп-ре в разных точках независимо (*парамагнетик*), при понижении темп-ры ниже точек Кюри или Нееля упорядочиваются и либо имеют одинаковое направление и ориентацию (*ферромагнетик*), либо одинаковое направление, но разные ориентации. В последнем случае они образуют магн. подрешётки, причём ориентации магн. моментов для атомов каждой подрешётки одинаковы, а для атомов разных подрешёток — противоположны (*антиферромагнетик*). Параметром порядка в ферромагнетиках является намагниченность.

Упорядочение в квантовых жидкостях. Все перечисленные виды упорядочения имели в качестве параметра порядка классич. величины. Имеется важная группа упорядочивающихся систем, в к-рых параметром порядка является макроскопич. волновая ф-ция всего образца. Такое квантовое упорядочение есть в сверхтекучем состоянии изотопов гелия HeII, ^{3}He—A, ^{3}He—B (см. *Гелий жидкий*, *Сверхтекучесть*) и в сверхпроводящей фазе металлов (см. *Сверхпроводимость*). В этих случаях при темп-ре T выше темп-ры фазового перехода T_λ волновые ф-ции всех частиц, относящиеся к удалённым друг от друга точкам пространства, скоррелированы. Упорядоченное состояние характеризуется скоррелированной фазой волновых ф-ций частиц, к-рая может изменяться во всём образце в целом, но не может измениться независимо в разных точках.

Изменение симметрии при упорядочении. В классификации упорядоченных и неупорядоченных фаз важную роль играет симметрия. Напр., в случае сплава в высокотемпературной фазе все узлы решётки эквивалентны, поэтому здесь имеет место инвариантность относительно трансляции на любое число периодов кристаллич. решётки, т. е. непрерывная симметрия. В упорядоченной фазе сплава эквивалентны только узлы, занятые, напр., атомами Cu. Ей отвечает инвариантность относительно таких трансляций, к-рые переводят один из узлов, занятых атомом Cu, в другой (дискретная симметрия). Т. о., упорядоченной фазе отвечает более низкая симметрия.

В момент фазового перехода симметрия меняется скачком. Однако параметр порядка, к-рый является количеств. мерой нарушения симметрии, может возникать как скачком, так и непрерывно. Математич. теорией, классифицирующей симметрии разл. фаз, является теория *групп*. Изучение симметрии упорядоченной и неупорядоченной фаз позволяет, в частности, выяснить тип фазового перехода.

Если при упорядочении нарушается непрерывная симметрия, то говорят, что упорядоченная фаза обладает дополнительной по сравнению с неупорядоченной фазой «жёсткостью». Это означает, что малая деформация требует дополнит. затраты энергии. Напр., при переходе жидкости в кристаллич. состояние нарушается инвариантность относительно трансляции частиц на произвольный вектор $\boldsymbol{a}$. Следствием этого является появление в твёрдом теле дополнит. жёсткости по отношению к деформации сдвига, к-рая отсутствует в жидкости. В HeII при согласованных изменениях фазы ($\nabla\varphi$) волновой ф-ции возникает дополнит. свободная энергия $F = \frac{1}{2}\rho_s\,\nabla\varphi^2$, где ρ_s — удельная плотность сверхтекучей компоненты—играет роль коэф. жёсткости. Если переход в упорядоченное состояние является переходом 2-го рода, то в точке перехода $\rho_s \to 0$.

Примером, когда при упорядочении не возникает дополнит. жёсткости, является упорядочивание сплава. В этом случае в результате упорядочения нарушается не непрерывная, а дискретная симметрия относительно трансляций на периоды исходной решётки.

Упорядочение в одномерных (цепочки) и двумерных (плёнки) системах имеет ряд особенностей: как правило, дальний порядок при любой конечной темп-ре в них отсутствует, но при низких темп-рах есть ближний порядок с большим радиусом корреляции R_c. Если при упорядочении нарушается дискретная симметрия, то в двумерном случае возможен дальний порядок. В одномерном же случае дальнего порядка нет, но $R_c \sim \exp(J/kT)$, где J — «выигрыш» в энергии при упорядочении. Если при упорядочении нарушается непрерывная симметрия, то дальнего порядка нет и в двумерных и в одномерных системах; $R_c \sim \exp(J/kT)$ в двумерном или $R_c \sim J/kT$ в одномерном случае.

Если между цепочками или плёнками есть слабое взаимодействие, то при высокой темп-ре отсутствуют и дальний и ближний порядок, при понижении темп-ры возникает область ближнего порядка с большим R_c, и при самых низких темп-рах возникает дальний порядок (см. *Квазиодномерные соединения*, *Квазидвумерные соединения*).

Многократное упорядочение. Вещество, в к-ром уже произошло кристаллич. упорядочение, может при понижении T испытать вторичное упорядочение, приводящее к дальнейшему понижению симметрии как в координац. расположении атомов (*сегнетоэлектрики*, сплавы), так и в ориентации магн. моментов (магнетики). Если отношение периодов новой структуры и кристаллич. решётки является рациональным числом, то возникшую дополнит. структуру наз. соизмеримой и говорят, напр., о магн. элементарной ячейке. Примером несоизмеримой структуры является решётка вихрей Абрикосова в сверхпроводниках, периоды к-рой определяются напряжённостью внешнего поля.

С дополнит. жёсткостями часто оказываются связанными дополнит. ветви коллективных возбуждений. Так, в кристаллах наблюдается поперечный звук, отсутствующий в жидкостях, в ферромагнетиках — *спиновые волны*, в сверхтекучем HeII — *второй звук*.

Экспериментальные методы. В нек-рых случаях удаётся непосредственно измерить параметр порядка, напр. намагниченность или спонтанную поляризацию. Др. способ дают дифракц. методы — нейтронографич. или рентгенографич. исследования корреляц. ф-ций удельной плотности или магн. момента (см. *Нейтронография*, *Рентгеновский структурный анализ*). В случае дальнего порядка нейтроно- или рентгенограммы обнаруживают узкие брэгговские пики, интенсивность к-рых пропорциональна квадрату объёма V образца. В случае же ближнего порядка эти пики «размываются» на ширину, обратно пропорциональную корреляц. радиусу R_c, а их интенсивность пропорциональна R_cV. В тех же случаях, когда R_c велико, различить ближний и дальний порядок становится трудно (см. *Нейтронография структурная*, *Магнитная нейтронография*).

Ряд методов, напр. рассеяние света на звуковых и других длинноволновых колебаниях, позволяет обнаружить коллективные колебания и, следовательно, дополнит. жёсткости (см. *Комбинационное рассеяние света*). С помощью этих методов можно различить дальний и ближний порядок, если есть возможность исследовать коллективные колебания достаточно низких частот, т. к. высокочастотные колебания существуют и в случае ближнего порядка (напр., сдвиговые волны в жидкости).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979.
Д. Е. Хмельницкий.

ДАЛЬНОДЕЙСТВИЕ, см. *Взаимодействие*.

ДАЛЬНОМЕР ОПТИЧЕСКИЙ — то же, что *светодальномер*.

ДАЛЬТОНА ЗАКОНЫ: 1) давление смеси химически невзаимодействующих идеальных газов равно сумме парциальных давлений. Приближённо применим к реальным газам при значениях температур и давлений, далёких от критических. 2) При пост. температуре растворимость в данной жидкости каждого из компонентов газовой смеси, находящейся над жидкостью, пропорциональна его парциальному давлению. Каждый газ смеси растворяется так, как будто остальных компонентов нет, т. е. в соответствии с законом Генри. Строго выполняется для смеси идеальных газов; применим и к реальным газам, если их растворимость невелика, а поведение близко к поведению идеального газа. Д. з. открыты Дж. Дальтоном (J. Dalton) в 1801 и 1803.

ДАЛЬТОНИЗМ — дефект цветного зрения, частичная цветовая слепота. Д. впервые описал Дж. Дальтоном (J. Dalton, 1794), к-рый сам страдал этим недостатком (он не отличал красный цвет от зелёного). В настоящее время различают неск. видов такой аномалии — дихромазии. У одних лиц (протанопов), не отличающих красный цвет от зелёного, максимум спектральной чувствительности глаза сдвинут к 540 нм; они путают красный и голубой цвета с серым и друг с другом. Лица, имеющие макс. чувствительность при ~560 нм (дейтеранопы), путают пурпурно-красный и зелёный цвета с серым и между собой. И тем и другим один конец видимого спектра кажется синим, другой — жёлтым. Средняя часть спектра им представляется малонасыщенной и при ~495 нм — нейтрально-серой. Эти виды дихромазии, выраженные в разл. степени, встречаются у 8% мужчин и у 0,5% женщин. Лицам, неразличающим жёлтые и синие цвета, длинноволновый конец спектра представляется красным, а по мере приближения к нейтральной точке (~570 нм) цвета становятся всё более сероватыми. Со стороны коротких волн цветовой тон им представляется зелёно-голубым с макс. насыщенностью при ~470 нм и резким её падением в конце спектра. Такой вид дихромазии, как и полная цветовая слепота (монохромазия), встречается редко.

Лит. см. при ст. *Зрение*.
Н. А. Валюс.

ДАРВИНА — ФАУЛЕРА МЕТОД в статистической физике — метод вычисления средних для большого числа N невзаимодействующих систем при фиксиров. полной энергии E при $N\to\infty$, $E\to\infty$. Метод разработан Ч. Дарвином (Ch. Darwin) и Р. Фаулером (R. Fowler) в 1922.

Д.—Ф. м. состоит в построении для статистич. веса производящей функции $f(z)$, где $f(z)=\omega_1 z^{\varepsilon_1}+\omega_2 z^{\varepsilon_2}+ +\ldots$, z — комплексные числа, ω_i — числа, к-рые в окончат. результатах полагают равными единице. Статистич. вес (с учётом дополнит. условий) выражается через производящую ф-цию в виде контурного интеграла $\Gamma(N, E)=(2\pi i)^{-1}\oint f^N(z)\,z^{-E-1}\,dz$, где интегрирование ведётся вдоль замкнутого контура, охватывающего начало координат в комплексной плоскости z. Контурный интеграл оценивают *перевала методом* при неогранич. возрастании N и E.

С помощью Д.—Ф. м. можно доказать теорему Гиббса о том, что малая часть системы с микроканонич. распределением обладает канонич. распределением.

Лит.: Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966; Фаулер Р., Гуггенгейм Э., Статистическая термодинамика, пер. с англ., М., 1949, гл. 2.
Д. Н. Зубарев.

ДАРСИ ФОРМУЛА — формула, представляющая собой осн. закон ламинарной *фильтрации*: $u=kI$, где u — скорость фильтрации, k — коэф. фильтрации, характеризующий степень проницаемости рассматриваемого пористого тела, I — пьезометрический уклон. Предложена А. Дарси (H. Darcy, 1856).

ДАРСИ — ВЕЙСБАХА ФОРМУЛА в гидравлике — определяет величину потерь напора на трение при движении жидкости в трубах: $h_v=\lambda l v^2/2dg$, где λ — коэф. гидравлич. трения, l и d — длина и диаметр трубы, v — ср. скорость течения жидкости, g — ускорение свободного падения. Коэф. λ зависит от характера течения: при ламинарном течении $\lambda=64/Re$, где Re — *Рейнольдса число*; при турбулентном течении (приближённо)

$$\lambda=0{,}11\left(\frac{K_э}{d}+\frac{68}{Re}\right)^{1/4},$$

где $K_э$ — эквивалентная шероховатость стенок трубы. Предложена Л. Ю. Вейсбахом (L. J. Weisbach, 1845) и А. Дарси (1857).

ДАТЧИК — блок измерит. аппаратуры, служащий для получения сигналов от объекта исследования, их преобразования и введения в измерит. канал. Д. могут содержать чувствит. элемент (напр., сильфон, термопару), связанный с ним преобразователь, заборник, дозатор и др. элементы аппаратуры. В корпусах датчиков иногда размещают предусилители, фильтры и др. функциональные устройства.

Выделение датчика в обособленный блок позволяет реализовать дистанционность и, следовательно, возможность централизации при многоточечных измерениях, а также преобразование измеряемой величины в др. величины, обычно электрич. природы. Д. используют также в системах автоматич. управления.

Лит.: Агейкин Д. И., Костина Е. Н., Кузнецова Н. Н., Датчики контроля и регулирования, 2 изд., М., 1965; Иориш Ю. И., К систематизации некоторых понятий в области измерительной техники и приборостроения, «Приборы и системы управления», 1980, № 10, с. 12.

Ю. И. Иориш.

ДВА́ЖДЫ ЛОГАРИФМИ́ЧЕСКИЕ АСИМПТО́ТИКИ — асимптотики сечений рассеяния (взаимодействия) частиц при высоких энергиях, в к-рых каждая степень малой константы связи входит вместе с произведением двух больших логарифмов от энергии ($\mathcal{E}$) или переданного 4-импульса (q); возникают при учёте эффектов множественного тормозного испускания квантов безмассовых векторных полей (электромагнитного, глюонного) — переносчиков взаимодействия в *квантовой электродинамике* (КЭД) и *квантовой хромодинамике* (КХД).

Заряж. частица окружена равновесным собств. полем, к-рое в виде сопровождающего излучения «стряхивается» при рассеянии частицы с большой передачей 4-импульса. В релятивистском случае ($\mathcal{E}/m \gg 1$; $\mathcal{E}$, m — энергия и масса частицы; принята система единиц $\hbar = c = 1$) размер области жёсткого взаимодействия ($\sim 1/\sqrt{|q^2|}$) оказывается значительно меньше расстояний $r \lesssim \mathcal{E}/m^2$, на к-рых формируется тормозное излучение с характерным спектром:

$$dw = C\,\frac{\alpha}{\pi}\,\frac{d\omega}{\omega}\,\frac{d\theta^2}{\theta^2+m^2/\mathcal{E}^2}\,.$$

Здесь ω — энергия кванта, θ — угол его вылета, $\alpha \approx {}^1/_{137}$, C — постоянная. Для испускания фотона электроном (мюоном) $C = 1$; в КХД $\alpha \longrightarrow \alpha_s$, для испускания глюона кварком и глюоном соответственно $C = {}^4/_3$ и $C = 3$. В результате полная вероятность испускания мягкого кванта с $\omega \ll \mathcal{E}$ вдоль направления движения заряж. частицы ($\theta \ll \theta_{\text{рассеяния}}$) $w = \int dw$ оказывается пропорциональной произведению двух больших логарифмов от энергии $\mathcal{E}$ и квадрата переданного импульса q^2 (символически: $w \sim \alpha L^2$), и излучение становится вероятным, несмотря на малость константы связи α (α_s). При этом истинным параметром теории возмущений становится величина $\alpha L^2 \sim 1$, и возникает необходимость учёта всех *радиационных поправок* вида $(\alpha L^2)^n$, связанных с испусканием любого числа (n) как реальных, так и виртуальных квантов поля (фотонов, глюонов). Соответствующие ряды удаётся построить и явно просуммировать.

Учёт виртуальных радиац. поправок [1] приводит к характерному подавлению амплитуды осн. процесса вида $\exp(-\alpha L^2)$, к-рое компенсируется в полном сечении вкладами процессов с испусканием реальных тормозных квантов. В тех случаях, когда нормальное для данного жёсткого процесса испускание реальных квантов невозможно (напр., из-за ограничения их фазового объёма), компенсация оказывается неполной, в результате чего возникают Д. л. а. формфакторного типа $\exp(-\sum_i w_i)$, где w_i — вероятность испускания начальной или конечной частицей i, участвующей в жёстком взаимодействии, одного тормозного кванта в кинематически запрещённой области. Не меняя величины полного сечения, учёт дважды логарифмич. формфакторов существенно влияет на распределения по импульсам частиц, участвующих в реакции, сглаживая структуры (резонансные пики, кинематич. особенности и т. п.) в дифференц. сечениях жёстких процессов.

Д. л. а. неформфакторного типа, свойственные процессам, сечения к-рых модифицируются при учёте многоквантового обмена или многоквантовой аннигиляции [2, 3], описываются более сложными функциональными зависимостями. Такие Д. л. а. возникают также в задачах, связанных с изучением свойств самого тормозного излучения. Это относится, в частности, к описанию множественности, энергетич. и углового распределений, корреляций мягких *партонов* (тормозных глюонов и генерируемых ими вторичных кварк-антикварковых пар). Рост с энергией множественности мягких глюонов, размножающихся каскадным образом, а также другие черты спектров партонов, описываемых Д. л. а. в КХД, определяют свойства адронных струй в жёстких процессах.

Обзор Д. л. а. в квантовой электродинамике см. в [4], относительно Д. л. а. в КХД см. в [5].

Лит.: 1) Судаков В. В., Вершинные части для сверхвысоких энергий в квантовой электродинамике, «ЖЭТФ», 1956, т. 30, с. 87; 2) Горшков В. Г. и др., Дважды логарифмические асимптотики в квантовой электродинамике, «Ядер. физика», 1967, т. 6, с. 129; 3) их же, Электрон-позитронное рассеяние назад при высоких энергиях, там же, с. 361; 4) Горшков В. Г., Электродинамические процессы во встречных пучках частиц высоких энергий, «УФН», 1973, т. 110, с. 45; 5) Dokshitzer Yu., Dyakonov D., Troyan S., Hard processes in quantum chromodynamics, «Phys. Repts», 1980, v. 58 C, p. 269.

Ю. Л. Докшицер.

ДВИЖЕ́НИЕ (в самом общем смысле этого слова) — представляет собой изменение вообще (в пространстве с течением времени). Оно является важнейшим атрибутом материи — способом её существования. Материя без Д. столь же немыслима, как и Д. без материи. Источником Д. является единство и борьба противоположностей, свойственных самой материи.

Д. определяет все свойства и проявления окружающего нас материального мира. Оно — способ бытия любого материального объекта, в том числе и элементарных частиц. *Квантовая теория поля*, в частности, приводит к представлениям, согласно к-рым непрерывные превращения элементарных частиц друг в друга составляют существо их бытия.

Д. материи многообразно по своим проявлениям и существует в разл. формах, начиная от простейшего механич. движения и кончая сложнейшими биол. и социальными процессами.

Г. Я. Мякишев.

ДВОЙНИКОВА́НИЕ — образование в монокристалле областей с изменённой ориентацией кристаллич. структуры — зеркальным отражением структуры материнского кристалла (матрицы) в определ. плоскости (плоскости Д.), поворотом вокруг кристаллографич. оси (оси Д.) на определ. угол либо др. преобразованиями симметрии (см. *Симметрия кристаллов*). Матрицу и двойниковое образование наз. двойником. Д. может происходить в процессе *кристаллизации* из-за нарушений в укладке атомов при нарастании атомного слоя и при срастании соседних зародышей. Д. может происходить также при деформации кристалла, при быстром тепловом расширении и сжатии, при нагревании деформиров. кристаллов, при переходе из одной модификации кристалла в другую (см. *Полиморфизм*).

Если однородность структуры монокристалла нарушена многочисленными двойниковыми образованиями, то его называют полисинтетическим двойником. В кристаллах сегнетовой соли двойники, являющиеся одновременно *доменами* сегнетоэлектрическими, возникают в результате перехода кристалла из ромбич. структуры в моноклинную (при темп-ре Кюри).

Лит.: Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 4, М., 1981.

ДВОЙНО́Е ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕ́НИЕ — раздвоение светового луча при прохождении через анизотропную среду, обусловленное зависимостью показателя преломления (а следовательно, и скорости волны) от её поляризации и ориентации волнового вектора относительно кристаллографич. осей, т. е. от направления распространения (см. *Кристаллооптика*, *Оптическая анизотропия*). При падении световой волны на поверхность анизотропной среды в последней возникают две преломлённые волны, имеющие разную поляризацию и идущие в разных направлениях с разл. скоростями. Отношение амплитуд этих волн зависит от поляризации надающей волны. Различают линейное и эллиптическое Д. л. в зависимости от свойств и симметрии кристаллов.

В прозрачных немагн. кристаллах без *дисперсии пространственной* происходит л и н е й н о е Д. л.— возникают две линейно поляризов. волны, векторы индукции к-рых $\boldsymbol{D}_1$ и $\boldsymbol{D}_2$ взаимно ортогональны и соответственно ортогональны векторам магн. поля $\boldsymbol{H}_1$ и $\boldsymbol{H}_2$. Д. л. в кристаллах можно описать, приведя тензор *диэлектрической проницаемости* $\hat{\varepsilon}$ к главным осям и задав значения: $n_1=\sqrt{\varepsilon_{11}}$, $n_2=\sqrt{\varepsilon_{22}}$, $n_3=\sqrt{\varepsilon_{33}}$ — «главные показатели преломления»; величину Д. л. обычно описывают макс. разностью $|\Delta n|$ этих показателей преломления. При прохождении света через границу двух анизотропных сред происходит более сложное преобразование двух падающих волн в две преломлённые.

В прозрачных магн. кристаллах без пространств. дисперсии также имеет место линейное Д. л., однако векторы индукций (электрической $\boldsymbol{D}$ и магнитной $\boldsymbol{B}$) в двух волнах не ортогональны ($\boldsymbol{D}_1\cdot\boldsymbol{D}_2\neq 0$ и $\boldsymbol{B}_1\cdot\boldsymbol{B}_2\neq\neq 0$). Д. л. в этом случае является следствием того, что электрич. и магн. проницаемости ε и μ описываются разл. тензорами; в гипотетич. среде, где $\mu=\gamma\varepsilon$ (γ — скаляр), Д. л. отсутствовало бы (но скорости волн зависели бы от направления).

В прозрачных немагн. кристаллах с пространств. дисперсией первого порядка — *гиротропией* — падающая волна распадается на две волны (идущие по разным направлениям с разными скоростями), поляризованные эллиптически, причём соответственные оси эллипсов $\boldsymbol{D}_1$ и $\boldsymbol{D}_2$ ортогональны, а направления обхода этих эллипсов противоположны — происходит э л л и п т и ч е с к о е Д. л. В нек-рой области частот возможно появление даже большего числа волн — 3 или 4.

В кристаллах, обладающих поглощением, картина Д. л. более сложна. Как известно, волны в поглощающих средах неоднородны; векторы $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{B}$ в общем случае поляризованы эллиптически, причём эллипсы различны и ориентированы по-разному. Поэтому в общем случае имеет место эллиптическое Д. л.; эллипсы векторов двух волн $\boldsymbol{D}_1$ и $\boldsymbol{D}_2$ подобны, ортогональны и имеют одно направление обхода, но разные размеры вследствие анизотропии поглощения (см. *Дихроизм*). То же имеет место для векторов $\boldsymbol{B}_1$ и $\boldsymbol{B}_2$, но эллипсы их отличаются от первых формой и ориентацией (ориентации совпадают лишь при круговой поляризации).

В зависимости от свойств симметрии анизотропной среды в ней имеется несколько избранных направлений, в к-рых Д. л. отсутствует; эти направления наз. оптич. осями. Могут быть оси и з о т р о п н ы е, вдоль к-рых волны любой поляризации распространяются с одинаковой скоростью, и оси к р у г о в ы е, вдоль к-рых без Д. л. может распространяться лишь волна определ. знака круговой поляризации. Прозрачные кристаллы низших сингоний обычно имеют две изотропные оси, при симметрии выше 222 D_2 (см. *Симметрия кристаллов*) они сливаются в одну. При наличии поглощения кристаллы низших сингоний имеют одну изотропную ось (в частном случае ромбич. сингонии — две) и (или) несколько круговых.

Д. л. может наблюдаться не только в естественно-анизотропной среде, но и в среде с искусств. анизотропией, вызванной асимметричными деформациями, внутр. натяжениями (см. *Фотоупругость*), приложением акустич. поля (см. *Акустооптика*), приложением электрических (см. *Керра эффект*) или магнитных (см. *Коттона — Мутона эффект*) полей, анизотропным нагревом. В жидкостях возможно создание Д. л. в потоке, если молекулы жидкости или растворённого вещества обладают несферич. формой и анизотропной *поляризуемостью*.

Явление, аналогичное Д. л., наблюдается и в др. диапазонах эл.-магн. волн, напр. в диапазоне СВЧ в плазме, находящейся в магн. поле (а следовательно, анизотропной); см. *Волны в плазме*.

Лит.: Ф е д о р о в Ф. И., Оптика анизотропных сред, Минск, 1958; К и з е л ь В. А., Отражение света, М., 1973, гл. 1, 2; Ф е д о р о в Ф. И., Ф и л и п п о в В. В., Отражение и преломление света прозрачными кристаллами, Минск, 1976; Д о р о ж к и н Л. М. и др., Измерение показателей преломления монокристаллов методом равных отклонений, «Краткие сообщения по физике», 1977, № 3, с. 8; S t a m n e s J., S h e r m a n G., Reflection and refraction of an arbitrary wave at a plane interface separating two uniaxial crystals, «J. Opt. Soc. Amer.», 1977, v. 67, p. 683; H a l e v i P., M e n d o z a-H e r n á n d e z A., Temporal and spatial behavior of the Poynting vector in dissepative media: refraction from vacuum into a medium, «J. Opt. Soc. Amer.», 1981, v. 71, p. 1238.

В. А. Кизель.

ДВОЙНО́Е СПЕКТРА́ЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ — то же, что *Мандельстама представление*.

ДВОЙНО́Й БЕ́ТА-РАСПА́Д — особый вид *бета-распада* ядер, при к-ром ядро испускает два электрона или позитрона, превращаясь в ядро-изобару с зарядом $Z\mp 2$ (Z — заряд родительского ядра). В случае сохранения *лептонного числа* Д. б.-р. сопровождается испусканием двух электронных антинейтрино $\tilde{\nu}_e$ или нейтрино ν_e (2ν):

$$\left.\begin{aligned} &A(Z,\ N)\to A(Z+2,\ N-2)+2e^-+2\tilde{\nu}_e;\\ &A(Z,\ N)\to A(Z-2,\ N+2)+2e^++2\nu.\end{aligned}\right\}\quad(1)$$

(N — количество нейтронов, A — массовое число).

Если лептонное число не сохраняется, нейтрино может быть истинно нейтральной частицей, т. е. совпадать со своей античастицей. Такое *нейтрино* называют майорановским. В этом случае возможен безнейтринный (0ν) Д. б.-р.:

$$\left.\begin{aligned} &A(Z,\ N)\to A(Z+2,\ N-2)+2e^-;\\ &A(Z,\ N)\to A(Z-2,\ N+2)+2e^+.\end{aligned}\right\}\quad(2)$$

При этом нейтрино, испускаемое в одном из элементарных актов одиночного β-распада поглощается во втором, напр.:

$$\left.\begin{aligned} &n\to p+e^-+\nu_e;\\ &n+\nu_e\to p+e^-.\end{aligned}\right\}\quad(3)$$

Д. б.-р. возможен, когда цепочка одиночных β-распадов $A(Z,\ N)\to A(Z\pm 1,\ N\mp 1)\to A(Z\pm 2,\ N\mp 2)$ запрещена или имеет малую вероятность. Такая ситуация возникает, если промежуточное ядро $A(Z\pm 1,\ N\mp 1)$ имеет слишком большую массу M или полный угловой момент I, сильно отличающийся от моментов начального или конечного ядер. В 1-м случае при $M(Z,\ N)<M(Z\pm 1,\ N\mp 1)+m_e+m_\nu$ (m_e, m_ν — массы электрона и электронного нейтрино) переход запрещён законом сохранения энергии. Энергетич. запрет реализуется, напр., для переходов $^{128}Te\to{}^{128}Xe$; $^{130}Te\to{}^{130}Xe$; велика степень запрета переходов $^{48}Ca\to{}^{58}Sc$, $^{48}Sc\to{}^{48}Ti$. К Д. б.-р. относят также процессы, связанные с процессами (1) и (2) *перекрёстной симметрией*, напр. электронный захват с испусканием позитрона:

$$e^-+A(Z,\ N)\to A(Z-2,\ N+2)+e^++2\nu.\quad(4)$$

Д. б.-р. имеет малую вероятность: периоды полураспада $T_{1/2}\sim 10^{20}$—10^{22} лет.

Основные механизмы Д. б.-р. Двухнейтринный Д. б.-р. (2ν) может рассматриваться как процесс, при к-ром два нуклона ядра одновременно претерпевают обычный бета-распад. Возможен также однонуклонный процесс, обусловленный существованием в ядрах небольшой примеси нуклонных изобар со спином $I={}^3/_2$, изоспином $T={}^3/_2$ и массой $M=1236$ МэВ (Δ-изобара, см. *Резонансы*); в этом случае возможны процессы:

$$\left.\begin{aligned} &\Delta^-\to p+2e^-+2\tilde{\nu}_e\ (\text{или } 0\tilde{\nu}_e);\\ &n\to\Delta^{++}+2e^-+2\tilde{\nu}_e\ (\text{или } 0\tilde{\nu}_e).\end{aligned}\right\}\quad(5)$$

(аналогично для $2\beta^+$-распадов). Возможен также двухнуклонный распад, обусловленный обменом между нуклонами заряженным π-мезоном. При этом виртуальный π-мезон может претерпеть Д. б.-р.:

$$\pi^- \to \pi^+ + 2e^- + 2\tilde{\nu}_e \text{ или } (0\tilde{\nu}_e); \quad (6)$$

$$\pi^+ \to \pi^- + 2e^+ + 2\tilde{\nu}_e \text{ или } (0\nu_e). \quad (7)$$

В калибровочных теориях электрослабых взаимодействий есть иные механизмы Д. б.-р. В частности, в теориях с дважды заряженными скалярными *Хиггса бозонами* возможен Д. б.-р. виртуальных хиггсовских частиц. В ряде калибровочных теорий возможен также необычный механизм безнейтринного Д. б.-р.:

$$A\,(Z,\ N) = A\,(Z+2,\ N-2) + 2e^- + M^0, \quad (8)$$

где M^0 (т. н. майорон) — безмассовая скалярная частица. Она возникает при спонтанном нарушении глобальной калибровочной симметрии, связанной с сохранением лептонного заряда (см. *Голдстоуновские бозоны*).

Согласно совр. представлениям, Д. б.-р. обусловлен превращениями кварков, входящих в состав нуклонов. Напр., при $2\beta^-$-распадах $2d$-кварка превращаются в $2u$-кварка с испусканием 2 электронов и 2 нейтрино (или 0 нейтрино). Если оба d-кварка принадлежат одному и тому же нуклону (или Δ-изобаре), то Д. б.-р. обусловлен однонуклонными процессами вида (5); если же они принадлежат разным нуклонам, Д. б.-р. имеет

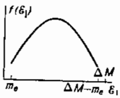


Рис. 1. Спектр одиночных электронов $2\beta(0\nu)$-распада в случае майорановского нейтрино ($m_\nu \neq 0$); $\mathcal{E}_1$—энергия электрона, $\Delta M = \mathcal{E}_0$ — разность масс начального и конечного ядер. Энергия приводится в системе единиц, в которой $c = 1$.

двухнуклонный характер (3). Пионный механизм $2\beta^-$-распада (6) обусловлен одноврем. превращением d- и $\tilde{u}$-кварков, образующих π-мезон.

Безнейтринный Д. б.-р. может дать уникальную информацию о свойствах нейтрино и *слабого взаимодействия*. Для того чтобы произошёл двойной безнейтринный β-распад, условия $\nu = \tilde{\nu}$ недостаточно. Если $m_\nu = 0$, то рождающееся в элементарном акте одиночного β-распада (3) нейтрино полностью правополяризовано и не может поглотиться во втором акте, т. к. этот процесс обусловлен левыми токами. Если $m_\nu \neq 0$, то поляризация нейтрино не является полной; волновая функция нейтрино имеет примесь левополяризованного состояния с весом $m_\nu c^2/\mathcal{E}_\nu$ ($\mathcal{E}_\nu$ — энергия нейтрино). Поэтому для майорановского нейтрино при $m_\nu \neq 0$ может происходить $2\beta\,(0\nu)$-распад. Этот процесс возможен и в том случае, если $m_\nu = 0$, но слабые взаимодействия содержат небольшую примесь правых токов. Чтобы определить, каким механизмом обусловлен

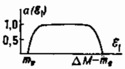


Рис. 2. Энергетическая зависимость углового распределения электронов $2\beta(0\nu)$-распада в случае $m_\nu \neq 0$.

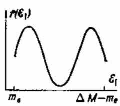


Рис. 3. Спектр одиночных электронов $2\beta(0\nu)$-распада, обусловленного правыми токами.

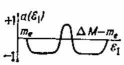


Рис. 4. Энергетическая зависимость углового распределения электронов $2\beta(0\nu)$-распада, обусловленного правыми токами.

$2\beta(0\nu)$-распад, необходимо изучать одноэлектронные спектры и распределение по углу ϑ разлёта электронов. Дифференц. вероятность Д. б.-р. может быть представлена в виде

$$\frac{dW}{d\mathcal{E}_1\, d\cos\vartheta} = f(\mathcal{E}_1)\,[1 - a(\mathcal{E}_1)\cos\vartheta], \quad (9)$$

где $\mathcal{E}_1$ — энергия одиночного электрона. Ф-ции $f(\mathcal{E}_1)$ и $a(\mathcal{E}_1)$, характеризующие спектры одиночных электронов и их угловые распределения, имеют разл. вид в зависимости от того, обусловлен ли $2\beta\,(0\nu)$-распад ненулевой массой майорановского нейтрино или правыми токами (рис. 1—4). В случае безнейтринного распада с испусканием майорона суммарная энергия двух электронов не равна энергии перехода ΔMc^2 (рис. 5, 6).

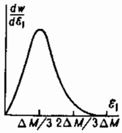


Рис. 5. Спектр одиночных электронов $2\beta(0\nu)$-распада с испусканием майорона.

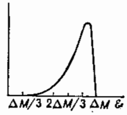


Рис. 6. Распределение по суммарной энергии электронов $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ в случае $2\beta(0\nu)$-распада с испусканием майорона.

Поиск Д. б.-р. Сложность эксперим. изучения Д. б.-р. обусловлена его чрезвычайно малой вероятностью. Косвенные эксперименты основаны на геохим. анализе древних пород, содержащих ядра ^{130}Te, ^{128}Te, ^{82}Se, к-рые при Д. б.-р. переходят в ^{130}Xe, ^{128}Xe и ^{82}Kr. Данные по отношению периодов полураспада ^{128}Te и ^{130}Te не исключают возможности $2\beta\,(0\nu)$-распада. Надёжное же подтверждение существования Д. б.-р. может быть получено только в прямых экспериментах,

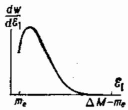


Рис. 7. Спектр одиночных электронов $2\beta(2\nu)$-распада.

в к-рых регистрируются электроны распада. Однако они пока позволили установить лишь верх. границу вероятности $2\beta(0\nu)$-распадов ряда ядер. Для переходов ^{48}Ca $\to$ ^{48}Ti, ^{76}Ge $\to$ ^{76}Se и ^{100}Mo $\to$ ^{100}Rb получены ограничения: $T_{1/2}\ (0\nu) > 2\cdot10^{21}$, $5\cdot10^{21}$ и $2{,}1\cdot10^{21}$ лет.

Лит.: Зельдович Я. Б., Лукьянов С. Ю., Смородинский Я. А., Свойства нейтрино и двойной β-распад, «УФН», 1954, т. 54, с. 361; Лазаренко В. Р., Двойной бета-распад и свойства нейтрино, там же, 1966, т. 90, с. 601; Понтекорво Б. М., Детство и юность нейтринной физики: некоторые воспоминания, «Природа», 1983, № 1, с. 43; Здесенко Ю. Г., Двойной β-распад и сохранение лептонного заряда, «ЭЧАЯ», 1980, т. 11, с. 1369; Щепкин М. Г., Двойной бета-распад и масса нейтрино, «УФН», 1984, т. 143, с. 513.

Е. Х. Ахмедов.

ДВОЙНО́Й РЕЗОНА́НС — экспериментальный метод, состоящий в наблюдении влияния резонансного возбуждения одной системы на резонансные свойства другой. Д. р. используют для изучения систем, прямое исследование резонансных свойств к-рых затруднено; для изучения взаимодействия между системами и для исследования кинетики установления стационарного состояния при включении и выключении возбуждения. Д. р. даёт возможность пользоваться результатами наблюдения резонансных свойств обеих систем при наличии аппаратуры для наблюдения резонанса только в одной.

Наиб. широкое распространение Д. р. получил при исследовании связанных электронной и ядерной спиновых систем в твёрдом теле. Развитие этого направления было начато в экспериментах Р. В. Паунда (R. V. Pound) и теоретич. работах А. У. Оверхаузера (A. W. Overhauser). Этот метод можно проиллюстрировать на примере парамагнетика, обладающего полным моментом ионной оболочки $J=^1/_2$ и ядерным спином $I=^1/_2$. Уровни энергии этой системы в магн. поле

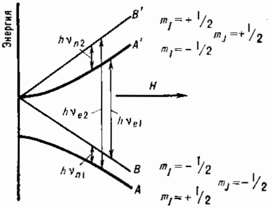


Схема уровней энергии для $J=^1/_2$ и $I=^1/_2$ в зависимости от магнитного поля для положительного магнитного момента; ν_{ei} — частоты электромагнитного излучения, вызывающего ЭПР-переходы, ν_{ni} — частоты, возбуждающие ЯМР.

H представлены на рис. В нулевом магн. поле связанные электронный и ядерный моменты образуют два уровня: синглет, отвечающий нулевому полному механич. моменту системы ядро — электронная оболочка, $K=0$, и вырожденный триплет, $K=1$. В достаточно сильном магн. поле, когда зеемановская энергия магн. момента оболочки становится значительно больше энергии сверхтонкого взаимодействия (см. *Сверхтонкая структура*), это взаимодействие можно рассматривать как слабое возмущение. Оно приводит к расщеплению зеемановских компонент электронного дублета на два уровня, отличающихся проекцией ядерного спина m_I на направление внеш. полн. Двойной электронно-ядерный резонанс (ДЭЯР) обычно исследуют в сильном магн. поле. Экспериментально наблюдаются переходы двух типов: $\Delta J=\pm 1$, $\Delta I=0$ и $\Delta I=\pm 1$, $\Delta J=0$. Первый из них отвечает *электронному парамагнитному резонансу* (ЭПР), второй — *ядерному магнитному резонансу* (ЯМР).

При измерении методом ДЭЯР устанавливают величину внеш. магн. поля, соответствующую центру линии ЭПР на заданной частоте (переходы AB' или $A'B$). Затем увеличивают мощность микроволнового излучения, насыщая ЭПР-переходы. При этом населённость двух уровней, между к-рыми происходят переходы, выравнивается и интенсивность регистрируемого сигнала поглощения обращается в нуль. Затем прикладывают сильное радиочастотное поле на частоте, отвечающей переходам в ядерной магн. системе (AB или $A'B'$) в данном магн. поле. Эти переходы вызывают изменение населённости электронного уровня, отвечающего насыщенному переходу ЭПР, что приводит к появлению сигнала ЭПР. Сигнал наблюдается как в условиях насыщения, так и в условиях адиабатически быстрого прохождения линии ЯМР. Д. р. в парамагнетиках позволяет производить прямые измерения малых разностей энергии между ядерными спиновыми подуровнями.

Д. р. представляет собой полезный метод и при исследовании магнитоупорядоченных веществ с большой плотностью энергии сверхтонкого взаимодействия. В таких веществах из-за большого радиуса косвенного взаимодействия между ядерными спинами ядерная намагниченность в процессе взаимодействия ведёт себя как классич. вектор. Поэтому в данных объектах на магнитоупорядоченную электронную спиновую систему действует эффективное поле $A\langle m\rangle$, где A — константа сверхтонкого взаимодействия и $\langle m\rangle$ — ср. намагниченность ядерной системы. Эффективное поле сверхтонкого взаимодействия наряду с другими полями определяет положение линии магн. резонанса. Насыщая ЯМР, можно менять величину $\langle m\rangle$, что отразится на положении линии магн. резонанса. Величина эффекта при этом определяется отношением эффективного поля сверхтонкого взаимодействия к полному эффективному полю. Наблюдение Д. р. в таких веществах усложнено сильной нелинейностью ЯМР. Исследование Д. р. в магнитоупорядоченных веществах с большой плотностью энергии сверхтонкого взаимодействия позволяет изучить эту нелинейность и получить много сведений о ядерной магн. системе и о её релаксационных свойствах.

Метод Д. р. используют во многих эксперим. исследованиях, изучающих пáры разл. взаимодействующих систем.

Лит.: Слинтер Ч., Основы теории магнитного резонанса, пер. с англ., 2 изд., М., 1981; Туров Е. А., Петров М. П., Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., 1969. *В. А. Тулин.*

ДВОЙНÓЙ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ СЛОЙ — тонкий слой, сформированный двумя пространственно разделёнными слоями электрич. зарядов разного знака. Д. э. с. может образовываться на границе двух фаз, напр. твёрдого электрода и газа в газовом разряде, твёрдого электрода и жидкости в электролите, в плазме твёрдых тел, а также внутри одной фазы, напр. в газообразной плазме. Пространств. разделение зарядов в Д. э. с. сопровождается появлением электрич. разности потенциалов $\Delta\varphi$, к-рая оказывает существ. влияние на электрокинетич. явления, на скорость приэлектродных и электродных процессов, адсорбцию и т. п.

На границе металл — вакуум Д. э. с. образуется в результате смещения электронного газа за пределы положительно заряженной кристаллич. решётки. В газовом разряде на границе металл — газ Д. э. с. является прикатодный слой; именно такой Д. э. с. был впервые обнаружен И. Ленгмюром (I. Langmuir) в 1929. Д. э. с. в электролите образуется в результате неск. процессов (переходом ионов из электрода в раствор и наоборот, адсорбцией, ориентацией полярных молекул) и может быть локализован непосредственно или только в твёрдой фазе (электроде), или только в жидкой (растворе), или ионами твёрдой фазы и адсорбированными на нём ионами жидкой фазы.

Д. э. с. в плазме является областью с сильно нарушенной *квазинейтральностью плазмы*; толщина его составляет неск. дебаевских радиусов. Частица с зарядом e при пролёте через Д. э. с. набирает энергию $\mathcal{E}=e\Delta\varphi$, к-рая в сильных полях может во много раз превышать среднюю кинетич. энергию (темп-ру) частиц плазмы $e\Delta\varphi \gg T_{e,\,i}$.

Разделение зарядов в плазменном Д. э. с. носит динамич. характер и для существования стационарного Д. э. с. в бесстолкновительной плазме требуется выполнение условий Ленгмюра и Бома. Условие Ленгмюра есть следствие баланса потоков импульса электронов и ионов, пролетающих через Д. э. с., и при $e\Delta\varphi \gg T_{e,\,i}$ оно определяет необходимое отношение электрич. токов электронов j_e и ионов j_i через Д. э. с.; в системе отсчёта, в к-рой Д. э. с. неподвижен, $j_e/j_i = \sqrt{m_i/m_e}$ (m_i, m_e — массы ионов и электронов). Тепловое движение частиц, препятствующее динамич. разделению зарядов, не может помешать формированию Д. э. с., если выполнено условие Бома $m_e v^2 \geqslant T_e + T_i$, где $v=j_e/en$ — скорость дрейфа электронов, переносящих ток (n — плотность плазмы). Но это условие по существу совпадает с условием возникновения неустойчивости Бунемана — раскачки связанных друг с другом колебаний плотности заряда электронной и ионной компонент плазмы (см. *Неустойчивости плазмы*).

Развитие неустойчивости Бунемана в плазме, окружающей Д. э. с., может привести к его разрушению, если эта неустойчивость не стабилизируется внеш. влиянием, напр. электродами, расположенными рядом с Д. э. с. Заряж. частицы, ускоренные в сильных Д. э. с., образуют в прилегающей плазме электронный и ионный пучки. При этом возможно развитие разл. пучковых неустойчивостей и происходит генерация плазменных колебаний, в частности ленгмюровских.

При нарушении условия Бома в неизотермич. плазме ($T_e > T_i$) с током могут образовываться короткоживущие слабые Д. э. с. с таким $\Delta\varphi$, что $e\Delta\varphi \leqslant 2T_e$. Характерное время этих динамич. образований $t \sim \omega_p^{-1} = \sqrt{m_i/4\pi ne^2}$ (ω_p — плазменная частота); их существенной структурной особенностью является наличие отрицательного потенциала (т. н. *виртуального катода*) непосредственно перед скачком потенциала в Д. э. с. При этом часть электронов, переносящих ток через Д. э. с., отражается от этого потенциального барьера.

Обмен импульсом между электронами и ионами в Д. э. с. часто рассматривается как механизм трения электронов об ионы, объясняющий *аномальное сопротивление* плазмы.

Лит.: Двойной слой и электродная кинетика, М., 1981.

А. С. Волокитин.

ДВОЙНЫЕ ЗВЁЗДЫ — пары звёзд, обращающихся вокруг общего центра масс. Данное определение предполагает наличие устойчивой орбиты и тем самым ограничивает расстояние между компонентами и периоды обращения. Пары с расстоянием более 10^4 а. е. (1 а. е. $= 1,496 \cdot 10^{13}$ см) постепенно разрушаются при взаимодействии с ближайшими к ним звёздами Галактики. Наименьшее расстояние соответствует контакту звёзд и равно сумме радиусов компонентов ($\sim 10^9$ см). Периоды обращения варьируют примерно от 6 ч до 10^6 лет. Подавляющее большинство известных Д. з. (ок. $7,5 \cdot 10^4$) — это визуально-двойные звёзды (ВДЗ), их можно наблюдать раздельно (угловое расстояние между компонентами ВДЗ, как правило, $>0,1''$).

Звёзды, у к-рых зарегистрировано (по эффекту Доплера) изменение лучевых скоростей вследствие орбитального движения, называют спектрально-двойными звёздами (СДЗ). Вычислено ок. 1000 орбит СДЗ. В нек-рых Д. з. (как правило, тесных) компоненты поочерёдно затмевают друг друга, такие Д. з. наз. затменными двойными звёздами (ЗДЗ). Каталоги содержат ок. 4000 ЗДЗ. Имеются и др. способы обнаружения и исследования Д. з., напр. по периодич. колебаниям координат (астрометрические Д. з., или, как их иногда называют, звёзды с тёмными спутниками), по необычному виду спектра (звёзды с составными спектрами), по сопоставлению пространств. скоростей звёзд (пары с общим собственным движением) и т. д. ВДЗ чаще всего открывают и наблюдают с помощью малых и средних телескопов, снабжённых микрометрами. Систематически наблюдались лишь звёзды ярче 9-й звёздной величины (9^m). Разрешающая способность телескопов порядка $0,1''$, на пределе разрешения разность блеска компонентов — не более 1^m, для широких пар она возрастает. ВДЗ с расстоянием более $2''$ наблюдают также фотографически, что повышает точность измерений. Самые тесные пары наблюдают со спекл-интерферометрами на крупных телескопах с разрешением до $0,02''$ и точностью до $0,001''$ (см. *Спекл-интерферометрия*). Неск. Д. з. с расстоянием от $0,001''$ открыто по фотометрич. наблюдениям их покрытий Луной.

Наблюдения ВДЗ в нек-рых случаях дают возможность проследить движение компонентов и вычислить орбиту, т. е. найти 7 элементов орбиты: период P, эпоху прохождения через периастр T, большую полуось a (в секундах дуги), эксцентриситет e и 3 угла, характеризующих ориентацию орбиты: наклонение i, долготу периастра ω и позиционный угол восходящего узла Ω. В 4-м каталоге орбит приведены орбиты 847 пар с периодами от года до 10^3 лет. Осн. доля известных ВДЗ расположена в окрестностях Солнца.

Среди открытых СДЗ присутствуют, как правило, тесные пары, т. к. у компонентов таких пар выше скорости орбитального движения и их легче обнаружить. Лучевые скорости измеряют либо по спектрограммам, снятым с возможно большей дисперсией (точность от 0,25 до 10 км/с), либо с помощью спец. фотоэлектрич. спектрометров, отличающихся высокой чувствительностью и большой скоростью регистрации. В отд. случаях достигнута точность ~ 10 м/с. Большинство известных СДЗ ярче 6^m, хотя сейчас на крупных телескопах можно определять скорости звёзд до 16^m с точностью ~ 1 км/с. По лучевым скоростям определяют след. элементы орбиты: P, T, e, ω, $a\sin i$ (в км). Данные о спектральной и визуальной орбитах дают возможность найти a в линейной мере, определить расстояние до звёздной системы, сумму масс, а иногда и массы компонентов Д. з.

По фотометрич. наблюдениям ЗДЗ строят кривую блеска (зависимость блеска от фазы периода) и находят по ней P, T, e, i, ω и радиусы компонентов в единицах большой полуоси. Сочетание спектральных и фотометрич. данных также позволяет определить абс. размеры орбиты и сумму масс.

Изучение орбитального движения — единственный прямой способ определения масс звёзд на основе соотношения $M_1 + M_2 = a^3/P^2$, где M_1 и M_2 — массы компонентов в ед. массы Солнца ($M_\odot = 1,989 \cdot 10^{33}$ г), a и P выражены в а. е. и годах соответственно. Насчитывается лишь неск. десятков звёзд с надёжно измеренными массами. Массы M и светимости L звёзд-карликов, расположенных на главной последовательности *Герцшпрунга — Ресселла диаграммы*, удовлетворяют след. эмпирич. зависимости (см. *Масса — светимость зависимость*): $\lg L = 3,8 \lg M$, при $M > 0,5$ и $\lg L = 2,4 \lg M - 0,4$ при $M < 0,5$, где M — масса в солнечных ед., L — болометрич. светимость (т. е. полная мощность излучения) в ед. светимости Солнца ($L_\odot = 3,826 \cdot 10^{26}$ Вт). Применение зависимости масса — светимость к звёздам с известной визуальной орбитой позволяет определить динамич. массы и расстояния между компонентами ВДЗ.

Д. з. обычно рассматривают как часть более широкого класса кратных звёзд, поскольку ок. трети известных Д. з. имеют более тесные подсистемы, т. е. являются, по меньшей мере, тройными. Устойчивы только те кратные системы, у к-рых велико отношение периодов и нет тройных сближений звёзд.

Орбитальные плоскости Д. з. ориентированы в пространстве случайно, что связывают с хаотичностью движения частиц газа и пыли межзвёздной среды, из к-рых образовались Д. з. В сравнительно широких парах ($P > 100$ лет) сочетание масс компонентов соответствует случайной комбинации одиночных звёзд. Такие системы могли образоваться в результате *гравитационного захвата* второго компонента: либо при тройных сближениях звёзд (напр., в процессе распада молодого звёздного скопления), либо при двойных сближениях протозвёзд и последующего неупругого взаимодействия, сечение к-рого у протозвёзд велико. Эксцентриситеты орбит у широких пар больше, чем у тесных. Д. з. с $P < 100$ лет вероятнее всего образовались посредством деления (фрагментации) вращающегося протозвёздного облака в процессе его сжатия в звёзды. У таких Д. з. имеется тенденция к равенству масс компонентов, экваториальные плоскости звёзд в среднем близки к орбитальной плоскости системы. При делении вращающегося облака осн. доля углового момента сохраняется в качестве орбитального момента системы и тем самым устраняется избыток момента, препятствовавший сжатию. Это обстоятельство объясняет многочисленность Д. з. (см. *Звездообразование*).

Д. з. использовались для проверки теории *эволюции звёзд*, поскольку компоненты возникли одновременно и массы их часто известны. Обнаружено, напр., что в Д. з. с молодыми голубыми главными компонентами слабые вторые компоненты иногда располагаются выше звёзд главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла, т. е. являются протозвёздами. В тесных Д. з. нормальный ход эволюции может нарушаться: более массивный компонент эволюционирует быстрее, первым расширяется, и его вещество перетекает частично на менее массивный компонент, после чего звёзды меняются ролями (см. *Полость Роша*). При перетекании (*аккреции* вещества) на компактный объект (*белый карлик* или *нейтронную звезду*) вещество сильно разогревается и излучает в УФ- и рентг. диапазонах. Установлено, что *новые звёзды* и взрывные переменные звёзды также являются тесными Д. з., обменивающимися веществом (см. *Тесные двойные звёзды*).

Исследовалась связь двойственности с др. характеристиками звёзд. Число Д. з. возрастает от менее массивных звёзд к более массивным. Частота двойных велика у нек-рых групп звёзд с особенностями хим. состава — звёзд Am, BaII, CH; не исключено, что все такие звёзды — двойные (см. *Металлические звёзды*). Пониженная частота Д. з. отмечается у старых звёзд сферич. подсистемы Галактики. Наши сведения о частоте Д. з. относятся, однако, к малой части Галактики и страдают неполнотой из-за того, что не все они открыты.

Лит.: Бэттен А., Двойные и кратные звезды, пер. с англ., М., 1976; Heintz W. D., Double stars, Dordrecht, 1978; Abt H. A., Normal and abnormal binary frequences, «Ann. Rev. Astr. Astroph.», 1983, v. 21, p. 343; Double stars, physical properties and genetic relations, ed. by L. Kopal, J. Rahe, Dordrecht, 1984.

А. А. Токовинин.

ДВОЙСТВЕННОСТИ ПЕРЕСТАНОВОЧНОЙ ПРИНЦИП — инвариантность однородной системы *Максвелла уравнений* относительно замены $\boldsymbol{E} \longrightarrow \boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{D} \longrightarrow \boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{H} \longrightarrow -\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B} \longrightarrow -\boldsymbol{D}$, где $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{B}$ — соответственно напряжённости и индукции электрич. и магн. полей. Отсюда вытекает правило замены для электрич. $\boldsymbol{P}^e$ и магн. $\boldsymbol{P}^m$ поляризаций: $\boldsymbol{P}^e \longrightarrow \boldsymbol{P}^m$, $\boldsymbol{P}^m \longrightarrow -\boldsymbol{P}^e$, а также для диэлектрич. ε и магн. μ проницаемостей: $\varepsilon \longrightarrow \mu$, $\mu \longrightarrow \varepsilon$. При наличии источников возникает асимметрия Д. п. п., связанная с тем, что электрич. зарядам ρ^e и токам $\boldsymbol{j}^e$ сопоставляются нек-рые эфф. магн. заряды ρ^m и токи $\boldsymbol{j}^m$: $\rho^e \longrightarrow \rho^m$, $\boldsymbol{j}^e \longrightarrow \boldsymbol{j}^m$. Поскольку, однако, магн. монополи в природе не обнаружены, соответствующие магн. источники вводятся как совокупность магн. диполей, реализуемых с помощью кольцевых электрич. токов. Д. п. п. позволяет исходя из одного решения ур-ний Максвелла получать другое, минуя обращение к самим ур-ниям. Напр., по известному полю переменного во времени электрич. диполя в однородной среде получается поле магн. диполя (рамки с током); по известным *Френеля формулам* для одной поляризации падающей волны — аналогичные ф-лы для др. поляризации и т. п. Д. п. п. органически связан с дуальностью тензоров эл.-магн. поля в четырёхмерном *Минковского пространстве-времени*, поэтому иногда его наз. принципом дуальности. В теории дифракции Д. п. п. устанавливает связь между эл.-магн. полями, дифрагировавшими на отверстии S, прорезанном в бесконечно тонком идеально проводящем плоском экране, и на плоской пластине, совпадающей по форме с отверстием S. В этом случае его часто наз. обобщённым принципом Бабине (см. *Бабине теорема*) или просто принципом двойственности. Принцип двойственности позволил, в частности, развить теорию т. н. плоских дифракц. излучателей, в т. ч. узких щелей в плоском экране, эквивалентных тонкому электрич. вибратору.

Лит.: Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В., Электромагнитные поля и волны, 2 изд., М., 1971; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

М. А. Миллер, И. Г. Кондратьев.

ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕ́НИЕ — то же, что *двойное лучепреломление.*

ДВУМЕ́РНЫЕ МОДЕ́ЛИ квантовой теории поля — модели квантовой теории поля (КТП), рассматриваемые в двумерном пространстве-времени (одно пространственное и одно временное измерения). Благодаря ряду специфич. упрощений Д. м. КТП допускают значительно более детальное, чем в многомерном случае, исследование. В то же время нек-рые из них обнаруживают черты, характерные для реалистич. теорий (нетривиальный спектр частиц, *перенормировки*, *спонтанное нарушение симметрии* и т. п.; см. ниже). Ряд Д. м. находит непосредств. применение в физике одномерных и двумерных систем (полимеры, плёнки, поверхностные явления и т. п.), при формулировке нек-рых реалистич. моделей КТП в четырёхмерном пространстве-времени.

К наиб. известным Д. м. КТП относятся:

Модель Швингера [1] — двумерная КТП, описывающая взаимодействие заряж. ферми-поля $\psi(x)$ с «эл.-магн.» полем $A_\mu(x)$:

$$L_{\text{int}} = e \int A_\mu(x)\, j_\mu(x)\, d^2x,$$

где L_{int} — лагранжиан взаимодействия, e — константа взаимодействия, $j_\mu(x) = :\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x):$ — векторный ток фермионов (:...: означает *нормальное произведение*, черта над оператором поля — дираковское сопряжение), γ_μ — *Дирака матрицы*, $\mu=0,1$ (используется система единиц $\hbar=c=1$). Наиб. просто эта модель исследуется с помощью т. н. бозонизации (см. ниже).

Из-за роста с увеличением расстояния (R) между заряж. частицами одномерного кулоновского взаимодействия, $\varepsilon(R)\sim R$, заряж. фермионы и антифермионы в этой модели не существуют как отд. частицы, а оказываются связанными в нейтральные «мезоны». Такое же явление имеет место в двумерной неабелевой калибровочной теории поля — модели 'т Хоофта [2]. Это может служить моделью конфайнмента (невылетания кварков; см. *Удержание цвета*), ожидаемого в *квантовой хромодинамике*.

Модель Тирринга — теория заряж. ферми-поля с четырёхфермионным взаимодействием (см., напр., [3]):

$$L_{\text{int}} = \frac{g}{2} \int j_\mu(x)\, j^\mu(x)\, d^2x$$

(g — константа взаимодействия). В случае массивного поля теория содержит богатый спектр частиц: при $g<0$ кроме заряж. фермионов имеется серия фермион-антифермионных связанных состояний. Модель Тирринга перенормируема, её поведение на малых расстояниях соответствует *масштабной инвариантности*. Существуют также обобщения модели Тирринга, содержащие ферми-поле с дополнительным внутр. индексом и обладающие неабелевыми группами симметрии; примером является модель Гросса — Невье [Д. Гросс (D. Gross), А. Невье (A. Neview), 1974], к-рая обладает *асимптотической свободой* и моделирует спонтанное нарушение симметрии (см. *Внутренняя симметрия*).

Нелинейная σ-модель ($\boldsymbol{n}$-поле) — теория N-мерного поля $n^i(x)$ ($i=1, 2, \ldots, N$), к-рая описывается лагранжианом

$$L = \frac{1}{2g} \sum_{i=1}^{N} \partial_\mu n^i\, \partial_\mu n^i\, d^2x$$

($\partial_\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$) при дополнит. условии $\sum_{i=1}^{N} n^i(x) n^i(x) = 1$.

Благодаря этому дополнит. условию N-мерный вектор $n^i(x)$ изменяется только по направлению и принимает значения на ($N-1$)-мерной сфере. При $N>2$ теория перенормируема и асимптотически свободна [4]. В рамках *возмущений теории* в σ-модели происходит спонтанное нарушение $O(N)$-симметрии и возникают безмассовые частицы (*голдстоуновские бозоны*). Но рост заряда в этой модели на больших расстояниях приводит к разрушению вакуума, характерного для голдстоуновского механизма нарушения симметрии, восстановлению симметрии и динамич. появлению массы, к-рая оказывается экспоненциально малой по константе связи g и поэтому не проявляется в теории возмущений. При $N=3$ в модели появляются *инстантоны*. Ввиду этих свойств нелинейную σ-модель часто рассматривают как двумерный аналог четырёхмерной калибровочной теории поля Янга — Миллса [4]. Возможны обобщения нелинейной σ-модели, в к-рых поля принимают значения в компактных группах или однородных пространствах; эти модели обладают похожими свойствами. Такие модели находят применение при формулировке квантовой теории струн (см. *Струна релятивистская*, *Струнные модели адронов*).

В двумерном пространстве-времени существуют с о о т н о ш е н и я б о з о н и з а ц и и, позволяющие выразить фермионные поля (ψ, $\overline{\psi}$) через бозонные (φ) и наоборот [5]. Напр., плотности векторного, а также скалярного и псевдоскалярного токов свободных безмассовых фермионов локально выражаются через безмассовое бозонное поле:

$$j_\mu(x) = :\overline{\psi}\gamma_\mu\overline{\overline{\psi}}: = \frac{1}{4\pi}\varepsilon_{\mu\nu}\partial_\nu\varphi;$$

$$:\overline{\psi}\psi: = M\cos\left(\sqrt{4\pi}\varphi\right);\ :\overline{\psi}\gamma_5\psi: = M\sin\left(\sqrt{4\pi}\varphi\right),$$

где $\varepsilon_{\mu\nu}$ — единичный антисимметричный тензор, а M — массовый параметр, зависящий от метода регуляризации теории (см. *Регуляризация расходимостей*), γ_5 — матрица Дирака (по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Сами ферми-поля выражаются через φ нелокальным образом. В многомерной КТП точные соотношения подобного рода пока неизвестны. Соотношения бозонизации позволяют установить эквивалентность между фермионными и бозонными Д. м. теории поля. Так, модель Тирринга оказывается эквивалентной квантовой модели синус-Гордона (см. *Синус-Гордона уравнение*) с лагранжианом

$$L = \int\left[\frac{1}{2}\partial_\mu\varphi\,\partial^\mu\varphi + \frac{m^2}{\beta^2}\cos(\beta\varphi)\right]d^2x;\quad \frac{4\pi}{\beta^2} - 1 = \frac{g}{\pi},$$

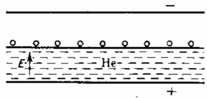
причём квантовые *солитоны* модели синус-Гордона соответствуют фермионам модели Тирринга, а «элементарная» частица поля φ может быть интерпретирована как одно из связанных состояний фермион-антифермион.

Многие Д. м. КТП (в частности, все указанные выше) оказываются точно решаемыми. Возможность точного решения всегда связана с существованием высших динамич. симметрий в соответствующих Д. м., что проявляется в наличии бесконечной серии коммутирующих интегралов движения. В точно решаемых моделях возможно вычисление спектра масс частиц и S-матрицы, к-рая имеет специфич. факторизованную структуру [3]; в отд. случаях удаётся найти *Грина функции*. Точно решаемые Д. м. КТП исследуются на основе квантового метода обратной задачи [6].

Лит.: 1) В а й т м а н А., Проблемы в релятивистской динамике квантованных полей, пер. с англ., М., 1968; 2) 't H o o f t G., A two-dimensional model for mesons, «Nucl. Phys. B», 1974, v. 75, p. 461; 3) Z a m o l o d c h i k o v A. B., Factorized S-matrices in two dimensions as the exact solutions of certain relativistic quantum field theory models, «Ann. Phys.», 1979, v. 120, p. 253; 4) P o l y a k o v A. M., Gauge fields as rings of glue, «Nucl. Phys. B», 1979, v. 164, p. 171; 5) C o l e m a n S., Quantum sine-Gordon equation as the massive Thirring model, «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 2088; M a n d e l s t a m S., Soliton operators for the quantized sine-Gordon equation, idem., p. 3026; 6) С к л я н и н Е. К., Т а х т а д ж я н Л. А., Ф а д д е е в Л. Д., Квантовый метод обратной задачи I, «ТМФ», 1979, т. 40, с. 194. *А. Б. Замолодчиков.*

ДВУМЕРНЫЕ ПРОВОДНИКИ — искусственно созданные электронпроводящие системы на границе раздела двух плохо проводящих сред, напр. вакуум — диэлектрик, полупроводник—диэлектрик. Пример Д. п.— слой электронов, удерживаемых над поверхностью диэлектрика с отрицательным сродством к электрону (напр., жидкого He; рис.) силами электростатического изображения (электроны поляризуют диэлектрик и притягиваются к нему), а также внеш. постоянным электрич. полем, приложенным перпендикулярно поверхности диэлектрика (рис.).

Аналогично в *гетероструктурах* (напр., на основе GaAs) у свободной поверхности полупроводников и на границах зёрен (Si, Ge, InSb и др.) образуется двумерный слой с избыточной концентрацией подвижных носителей заряда или с инверсной проводимостью (см. *Инверсионный слой*). Он возникает из-за изгиба зон и при приложении разности потенциалов к структуре металл — диэлектрик — полупроводник (см. *МДП-структура*). Д. п. являются также тонкие плёнки металлов (см. *Квантовые размерные эффекты*) и слоистые кристаллы (см. *Квазидвумерные соединения*).



В Д. п., помещённых в эл.-магн. поле достаточно малой частоты, ток может течь только параллельно границе раздела. На свойства Д. п. при низких темп-рах влияют электрон-электронное взаимодействие, эффекты локализации в неоднородном поле, обязанном своим существованием примесям и др. дефектам, квантовые интерференц. эффекты, а также магн. поле (см. *Квантовые осцилляции*).

Лит.: П у д а л о в В. М., С е м е н ч и н с к и й С. Г., Инверсионные слои носителей заряда в квантующем магнитном поле, «Поверхность», 1984, [в.] 4, с. 5; А н д о Т., Ф а у л е р А., С т е р н Ф., Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1985. *В. С. Эдельман.*

ДВУМЕРНЫЕ РЕШЁТОЧНЫЕ МОДЕЛИ с т а т и с т и ч е с к о й ф и з и к и — матем. модели, в к-рых пространственная переменная принимает дискретные значения на плоскости. Нек-рые Д. р. м. допускают точное решение, что позволяет проверить осн. положения общей теории, определить пределы применимости приближённых методов. Вблизи фазовых переходов 2-го рода Д. р. м. можно преобразовать в *двумерные модели* квантовой теории поля. Кроме того, Д. р. м. описывают реальные физ. системы: слоистые магнетики, плёнки жидкого гелия, сверхпроводящие плёнки, монослои адсорбиров. атомов, волны зарядовой плотности, плёнки смектич. кристаллов и др. Первое точное решение Д. р. м. было найдено Л. Онсагером (L. Onsager) в 1944 (см. *Изинга модель*). Далее рассматриваются лишь Д. р. м. на правильных решётках.

Пусть в узлах плоской решётки расположены локальные физ. величины, условно наз. спинами. Микроскопич. состояние системы определяется заданием значений всех спинов σ_i (i — номер узла). Взаимодействие спинов считается локальным. Статистич. вес состояния $W\{\sigma\}$, согласно *Гиббса распределению*, определяется его энергией $E\{\sigma\}$:

$$E\{\sigma\} = \sum_i \varepsilon_1(\sigma_i) + \sum_{i_1,\,i_2}\varepsilon_2(\sigma_{i_1}, \sigma_{i_2}) + \sum_{i_1,\,i_2,\,i_3}\varepsilon_3(\sigma_{i_1}, \sigma_{i_2}, \sigma_{i_3}) + \ldots \quad (1)$$

В первом члене суммирование производится по всем узлам решётки, он описывает действие внеш. поля. Во втором — по парам ближайших узлов, этот член соответствует парным взаимодействиям; в третьем — по тройкам ближайших узлов и т. д.

Простейшими являются модели с парным взаимодействием. Точные результаты получены для моделей с парным и четверным взаимодействием. Энергия взаимодействия спинов может быть инвариантна относительно преобразований $\sigma_i \to g\sigma_i$, одинаковых во всех узлах. Совокупность преобразований g образует группу. Включение внеш. поля [первый член в (1)] может понизить группу симметрии взаимодействия или разрушить её полностью. Ниже рассмотрены модели с абелевыми группами симметрии.

Модели с парным взаимодействием. Удобно ввести п а р н ы е с т а т и с т и ч. в е с а (ПСВ)

$$w(\sigma_1, \sigma_2) = \exp\left[-\varepsilon(\sigma_1, \sigma_2)/T\right],$$

T — темп-ра в энергетич. единицах. Трансляционно инвариантное взаимодействие на правильной решётке (однородная модель) может зависеть от ориентации ребра (анизотропная модель). В однородной модели на квадратной решётке задают две ф-ции: $\varepsilon_h(\sigma_1, \sigma_2)$ на горизонтальных рёбрах и $\varepsilon_v(\sigma_1, \sigma_2)$ на вертикальных. В однородной модели на треугольной и гексагональной решётках анизотропия характеризуется тремя ф-циями. В однородной и изотропной модели энергия парного взаимодействия одинакова на всех рёбрах.

Для абелевых групп симметрии можно выбрать σ_i так, чтобы парное взаимодействие ε_2 зависело только от разности $\sigma_i - \sigma_j$ спинов, расположенных на концах ребра. В табл. 1 перечислены нек-рые группы, используемые при построении моделей.

Табл. 1.

Группа	Спиновая переменная (множество значений)	Нарушение симметрии внеш. полем h
R — группа трансляций на прямой	φ — все действит. числа	$\varepsilon_1(\varphi) = h\cos\varphi$, симметрия понижается до Z
Z — группа дискретных трансляций на прямой	n_j — все целые числа	$\varepsilon_1(n) = -hn^2$, симметрия нарушается полностью
$O(2)$ — группа плоских вращений	$0 \leqslant \theta_j \leqslant 2\pi$	$\varepsilon_1 = h\cos q\theta$, симметрия понижается до Z_q
Z_q — группа дискретных плоских вращений на угол θ_j	$p_j = 0, 1, 2, \ldots, q-1$; $\theta_j = 2\pi p_j/q$ можно пользоваться переменными $\sigma_j = \exp(i\theta_j)$	$\varepsilon_1(\theta) = h\cos\theta = h(\sigma+\sigma^*)/2$, симметрия нарушается полностью
$Z_2 \otimes Z_2$ — макс. абелева подгруппа группы тетраэдра	$p_j = \left(p_j^{(1)}, p_j^{(2)}\right)$, $p_j^{(1,2)} = 0, 1$, $\sigma_j^{(1)} = (-1)^{p_j^{(1)}}$, $\sigma_j^{(2)} = (-1)^{p_j^{(2)}}$	$\varepsilon_1(\sigma^{(1)}, \sigma^{(2)}) = h^{(1)}\sigma^{(1)} + h^{(2)}\sigma^{(2)} + h^{(3)}\sigma^{(1)}\sigma^{(2)}$, симметрия нарушается полностью

Симметрия взаимодействия является решающим фактором при выборе модели для описания реальной физ. системы. Ниже приведён ряд моделей и указано, в каких эксперим. ситуациях они реализуются.

1. Гауссова модель (свободное поле). Симметрия взаимодействия R, $T^{-1}\varepsilon(\varphi_i - \varphi_j) = J(\varphi_i - \varphi_j)^2/2$. Это простейшая и точно решаемая модель. Её свойства используют при расчётах в др. моделях.

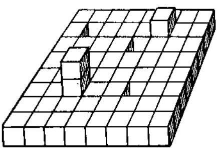


Рис. 1. Модель поверхности кристалла.

2. Дискретная гауссова модель. Симметрия взаимодействия Z, $T^{-1}\varepsilon(n_i - n_j) = K(n_i - n_j)^2/2$. Модель используют для описания систем адсорбиров. атомов на поверхности металлов с большим отношением двух периодов подложки. Модель Кабреры. Симметрия взаимодействия Z. Это простейшая модель, описывающая флуктуации поверхности кристалла. Целые числа n_j указывают высоту столбика над площадкой с номером j (рис. 1), $T^{-1}\varepsilon(n_i - n_j) = K|n_i - n_j|$. Обе модели обладают одинаковой симметрией и одинаковыми свойствами при низких темп-рах.

3. XY-модель (планарный магнетик), $U(1)$-модель. Группа симметрии взаимодействия $O(2)$. Спин $\boldsymbol{S}_j$ — двумерный единичный вектор в плоскости «лёгкого намагничения» $\boldsymbol{S}_j = (\cos\theta_j, \sin\theta_j)$. Взаимодействие спинов «обменное», $T^{-1}\varepsilon(\boldsymbol{S}_i, \boldsymbol{S}_j) = J(\boldsymbol{S}_i\boldsymbol{S}_j) = J\cos(\theta_i - \theta_j)$. XY-модель применяют для описания магнетиков, плёнок сверхтекучего ^{4}Не и сверхпроводников. Модель Березинского—Виллэна (БВ) обладает той же симметрией $O(2)$, отличается выбором ПСВ
$$w(\theta_i - \theta_j) = \sum_{n_{ij}=-\infty}^{\infty} \exp[-J(\theta_i - \theta_j - 2\pi n_{ij})^2/2],$$
к-рые не имеют гиббсовской формы. Однако при низких темп-рах ($J \gg 1$) ПСВ обеих моделей приближённо совпадают. Преимущество модели БВ в её матем. простоте.

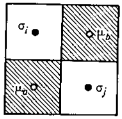


Рис. 2. Типичная вершина шахматной решётки.

4. Модели с симметрией Z_q. Дискретные варианты XY-модели и модели БВ. Симметрия $O(2)$ XY-модели или модели БВ нарушена до Z_q. Соответствует планарному магнетику с осью анизотропии порядка q. Углы θ_j принимают дискретные значения $\theta_j = 2\pi p_j/q$ ($p_j = 0, 1, \ldots, q-1$), а ПСВ здесь такие же, как в непрерывных моделях БВ и XY. В моделях Поттса парное взаимодействие обладает макс. возможной симметрией для q-компонентного спина, $-T^{-1}\varepsilon(p_i, p_j) = K\delta_{p_i p_j}$, где δ — символ Кронекера. При $q = 2,3$ модели Поттса являются наиб. общими Z_2- и Z_3-моделями. Z_2-модель известна как модель Изинга, для к-рой в переменных $\sigma_i = (-1)^{p_i}$, $-T^{-1}\varepsilon(\sigma_i, \sigma_j) = J\sigma_i\sigma_j$. При $J > 0$ модель описывает ферромагнетик, при $J < 0$ — антиферромагнетик. Возможны смешанные типы в анизотропных моделях: $J_h J_v < 0$. Те же правила справедливы в модели Поттса, если J заменить на K. Решёточный газ Поттса — обобщение модели Поттса на случай решёток с вакансиями. Для описания вакансий вводят дополнит. переменную $t_j = 0,1$. При $t_j = 0$ j-й узел свободен, при $t_j = 1$ он занят. Энергия состояния имеет вид:
$$-T^{-1}\varepsilon(p, t) = \sum_{i,j} t_i t_j [K' + K\delta_{p_i p_j}] + \sum_i (1 - t_i)\ln z_i,$$
K и K' — постоянные взаимодействия, z_i — статистический вес вакансии. Модель Изинга хорошо описывает нек-рые слоистые магнетики. Модель Поттса при $q = 2$, 3, 4 описывает плавление разл. соизмеримых кристаллов в монослое адсорбиров. атомов. Ещё одной реализацией трёхкомпонентной модели Поттса является антисегнетоэлектрич. структура, возникающая в сплаве окиси алюминия с серебром при $T = 300$ К. Модель решёточного газа Поттса при $q = 3$ использовалась для числ. расчёта фазовой диаграммы криптона на графите. Модель Ашкина—Теллера (АТ) описывается двумя изинговскими спинами $\sigma_j^{(1)} = \pm 1$; $\sigma_j^{(2)} = \pm 1$ в каждом узле j. Взаимодействие между спинами обоих сортов, расположенными в соседних узлах, имеет вид $-T^{-1}\varepsilon(\sigma_i^{(1)}, \sigma_i^{(2)}; \sigma_j^{(1)}, \sigma_j^{(2)}) = J_0 + J_1\sigma_i^{(1)}\sigma_j^{(1)} + J_2\sigma_i^{(2)}\sigma_j^{(2)} + J_3\sigma_i^{(1)}\sigma_j^{(1)}\sigma_i^{(2)}\sigma_j^{(2)}$, оно инвариантно относительно группы $Z_2 \otimes Z_2$: $\sigma_i^{(1)} \to \pm\sigma_i^{(1)}$, $\sigma_i^{(2)} \to \pm\sigma_i^{(2)}$ и является наиб. общим для данной симметрии. Вместо параметров J_0, J_1, J_2, J_3 удобно использовать значения ПСВ для четырёх спиновых конфигураций: $w_0 = \exp(J_0 + J_1 + J_2 + J_3)$, $w_i = \exp(J_0 + J_i - J_j - J_k)$, где (i, j, k) — произвольная перестановка индексов 1, 2, 3. Частными случаями модели АТ являются модель Изинга (один из параметров J_i равен нулю) и модель Поттса ($J_1 = J_2 = J_3$). При $J_1 = J_2$ симметрия взаимодействия повышается до Z_4.

Вершинные модели. На шахматной доске в центрах белых граней (подрешётка A) расположены спины σ_i, в центрах чёрных граней (подрешётка B) — спины μ_a. Взаимодействуют спины четырёх граней, сходящихся в одной точке — вершине (рис. 2). Каждой конфигурации спинов на гранях с вершиной V приписывается гиббсовский статистич. вес $w_V(\sigma_i, \sigma_j; \mu_a, \mu_b)$, наз. вершинным статистич. весом (ВСВ). Статистич. вес $W\{\sigma, \mu\}$ заданной конфигурации спинов $\{\sigma, \mu\}$ на решётке равен произведению ВСВ всех вершин. Предполагается, что ВСВ не меняется при независимых перестановках аргументов $(\sigma_i \leftrightarrow \sigma_j)$ и $(\mu_a \leftrightarrow \mu_b)$. Если ВСВ не зависят от переменных μ_a, μ_b, модель относится к описанным ранее моделям с парным взаимодействием, т. к. на подрешётке A спины σ_i и σ_j являются ближайшими. Если ВСВ $w_V(\sigma_i, \sigma_j; \mu_a, \mu_b)$ представимы в виде произведения ПСВ $w_V^A(\sigma_i, \sigma_j)$ и $w_V^B(\mu_a, \mu_b)$, то система спинов $\{\sigma_i, \mu_a\}$ распадается на две невзаимодействующие подсистемы с парным взаимодействием.

Восьмивершинная модель (8 V-модель). Спины σ и μ принимают значения ± 1. Энергия взаимодействия спинов в вершине инвариантна относительно группы $Z_2 \otimes Z_2 : \sigma_i \longrightarrow \pm\sigma_i$, $\mu_a \longrightarrow \pm\mu_a$: $-T^{-1}\varepsilon_V\{\sigma, \mu\} = K_0 + K_A\sigma_i\sigma_j + K_B\mu_a\mu_b + K\sigma_i\sigma_j\mu_a\mu_b$. Симметрией 8 V-модели обладает атомарный водород, адсорбированный на поверхности вольфрама.

Рёберное представление 8V-модели. На рёбрах шахматной решётки вводят переменные $\alpha_l = \pm 1$ (l — номер ребра). Знак переменной изображается направлением стрелки на ребре: если $\alpha_l = 1$, то при движении в направлении стрелки чёрное поле должно оставаться справа, а при $\alpha_l = -1$ — слева (рис. 3). Переменную α_l связывают с переменными σ_i, μ_a на гранях i и a, разделённых ребром l: $\alpha_l = \sigma_i\mu_a$. Произведение α_l по рёбрам, сходящимся в вершину V, равно единице. Восемь возможных конфигураций стрелок в вершине изображено на рис. 3. Случаи X и Y соответствуют разным типам вершин на шахматной доске, образующих подрешётки X и Y. Каждой конфигурации стрелок в вершине приписывают ВСВ: $w_1, \ldots, w_8$. ВСВ не изменяются при изменении ориентации всех стрелок в вершине ($Z_2 \otimes Z_2$-симметрия). ВСВ на решётках X и Y различны.

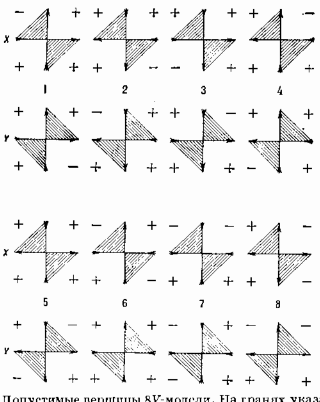


Рис. 3. Допустимые вершины 8V-модели. На гранях указана одна из двух возможных спиновых конфигураций, другая получается из неё обращением всех знаков.

Обобщённая 8V-модель. Рёберную модель можно рассматривать вне зависимости от её связи с $Z_2 \otimes Z_2$-симметричной граневой моделью. В рамках этой модели можно описать модели Поттса, АТ и модель Бакстера, если параметризовать ВСВ согласно табл. 2.

Табл. 2.

Номер вершины	1	2	3	4	5	6	7	8
ВСВ на подрешётке X . .	ae^u	ae^u	be^{-u}	be^{-u}	ce^s	ce^{-s}	d	d
ВСВ на подрешётке Y . .	ae^{-u}	ae^{-u}	be^u	be^u	ce^{-s}	ce^s	d	d

Модель Бакстера (симметричная 8V-модель), $u = s = 0$, модель имеет точное решение. Шестивершинная модель (6V-модель, модель льда), частный случай 8V-модели при $d = 0$. Модель жёстких гексагонов (треугольный решёточный газ). Узлы треугольной решётки заняты частицами или свободны. Вес занятого узла равен z, вес свободного узла равен 1. Соседние узлы не могут быть заняты одновременно. Переменная σ_j описывает занятый узел ($\sigma_j = 1$) или вакансию ($\sigma_j = 0$). Модель можно сформулировать как вершинную на квадратной решётке, для этого треугольная решётка (пунктирные линии) деформируется, как показано на рис. 4.

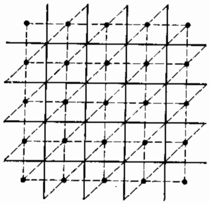


Рис. 4. Модель жёстких гексагонов на квадратной решётке.

Обобщённая модель жёстких гексагонов (ЖГ) получается из предыдущей внесением в ВСВ дополнит. множителя $\exp(L\sigma_1\sigma_2 + M\mu_1\mu_2)$, где L и M — новые параметры. Модель ЖГ имеет точное решение, если L, M и z связаны соотношением:

$$z = (1 - e^{-L})(1 - e^{-M})(e^{L+M} - e^L - e^M)^{-1}. \qquad (2)$$

Модель жёстких гексагонов является предельным случаем ЖГ при $L \to 0$, $M \to -\infty$ и фиксиров. z.

Преобразования моделей. Можно установить соответствие между нек-рыми из описанных моделей с помощью *дуальных преобразований* (ДП). В самодуальных моделях ПСВ сохраняют свой вид при ДП, преобразуются только параметры взаимодействия, а ПСВ приобретают нормировочный множитель. В 8V-модели можно произвести ДП для спинов на одной из подрешёток, зафиксировав их на другой. При таком частичном ДП 8V-модель перейдёт в модель АТ. При $a = b$ 8V-модель дуальна однородной и изотропной модели АТ. Совершив ДП над оставшимися переменными (полное ДП), можно установить соответствие между двумя дуальными 8V-моделями (переменные σ и μ при полном ДП обмениваются подрешётками). Полное ДП модели АТ состоит из двух последоват. частичных ДП: АТ$\to$8$V$$\to$АТ. Модель БВ дуальна дискретной модели Гаусса, если $KJ = 1$.

Кулоновский решёточный газ. Низколежащие возбуждённые состояния систем с симметрией $O(2)$ (XY-модель, модель БВ) разделяются на спиновые волны и магн. вихри. Последние характеризуются целочисл. переменной $m(\boldsymbol{R})$, определяющей циркуляцию спинов вокруг грани с центром в $\boldsymbol{R}$. Числа $m(\boldsymbol{R})$ наз. зарядами вихрей. После исключения спиновых волн задача сводится к вычислению статистич. суммы двумерной кулоновской нейтральной плазмы на решётке. Роль заряж. частиц играют вихри, их взаимодействие логарифмически зависит от расстояния.

М о д е л ь с л у ч а й н ы х к л а с т е р о в. Статистич. сумму модели Поттса можно представить графически, используя след. представление ПСВ: $\exp\left(K\delta_{p_1p_2}\right) = 1+v\delta_{p_1p_2}$, $v=\exp K-1$. На графе сопоставим 1 пустое ребро, а $v\delta_{p_1p_2}$ — заполненное (рис. 5). Кластером наз. совокупность узлов, соединённых заполненными рёбрами. Изолиров. узел также считается кластером. Статистич. сумма q-компонентной модели Поттса представляется в виде $Z(q, v)=\sum\limits_{\text{по графам}} q^k v^m$, где k — число кластеров, а m — число заполненных рёбер в графе. Определив статистич. сумму графически, можно не считать q целым числом. Модель Поттса при $q=1$ связана с процессами протекания (см. *Протекания теория*), а при $q=0$ — со статистикой длинных полимерных молекул без самопересечения. Модель случайных кластеров можно преобразовать в $6V$-модель.

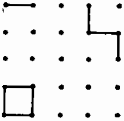


Рис. 5. Пример графа в кластерном разложении модели Поттса.

Критические свойства двумерных систем. При достаточно низких темп-рах ср. значение *параметра порядка* (намагниченности) системы с дискретной абелевой группой симметрии отлично от нуля. При высоких темп-рах система находится в неупорядоч. состоянии. В системах с непрерывной группой симметрии намагниченность отсутствует во всём диапазоне темп-р.

В модели БВ различие между фазами выражается в поведении корреляторов на больших расстояниях. Ниже точки перехода (в т. н. мягкой фазе) они убывают по степенному закону, выше точки перехода убывание происходит экспоненциально. В мягкой фазе взаимодействие между пробными зарядами кулоновское (логарифмическое). После диссоциации вихревых молекул пробные заряды экранируются и взаимодействуют экспоненциально слабо. Изменение характера взаимодействия приводит к изменению зависимости коррелятора от расстояния.

В Z_q-симметричных моделях при $q>4$ существует интервал темп-р ($4 < 2\pi J_{\text{эфф}} < q^2/4$, где $J_{\text{эфф}}$ — эфф. постоянная взаимодействия), в к-ром симметрия восстанавливается. В этой фазе корреляторы убывают по степенному закону (мягкая фаза). На верх. границе интервала происходит описанный выше переход в кулоновском газе вихрей. Высокотемпературная фаза характеризуется полным беспорядком и экспоненц. спаданием корреляторов. При $q<4$ промежуточная (мягкая) фаза отсутствует. Фазовые диаграммы для $q=4$ и $q>4$ изображены на рис. 6.

Точное решение модели Изинга демонстрирует существование единств. фазового перехода 2-го рода

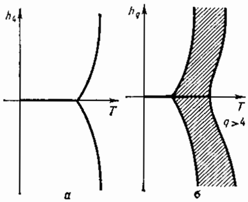


Рис. 6. Фазовые диаграммы модели Березинского — Виллэна с нарушенной симметрией (см. табл. 1). Утолщённый отрезок оси абсцисс соответствует мягкой фазе. При $q>4$ заштрихованная область между двумя жирными линиями соответствует мягкой фазе.

в точке, где параметры J_h и J_v связаны соотношением дуальности $\operatorname{sh}(2J_h)\operatorname{sh}(2J_v)=1$. В изотропной модели критич. значение $J^{(c)}=\ln\left(\sqrt{2}\pm 1\right)$, где знак «+» соответствует ферромагнетику, а «—» — антиферромагнетику.

Для моделей Поттса при $q>4$ показано, что эквивалентная $6V$-модель имеет единств. точку фазового перехода при $u=s=0$. Параметры K_h и K_v в анизотропной модели связаны ДП $(\exp K_h-1)\cdot(\exp K_v-1)=q$. Считается, что то же соотношение определяет критич. точку при $q\leqslant 4$. При $q>4$ переход происходит скачком (переход 1-го рода), а при $q\leqslant 4$ — непрерывно (переход 2-го рода).

Свободная энергия модели Бакстера — аналитич. ф-ция параметров a, b, c, $d>0$, за исключением плоскостей

$$a=b+c+d,\ b=a+c+d,\ c=a+b+d,\ d=a+b+c. \tag{3}$$

На этих плоскостях корреляц. радиус обращается в бесконечность. Параметр $k^2=abcd/\tilde a\tilde b\tilde c\tilde d$ обращается

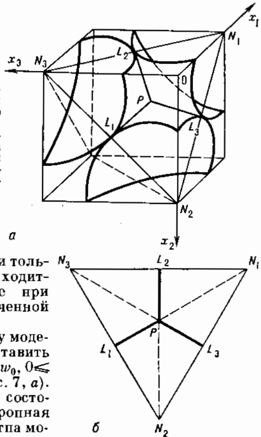


Рис. 7. Фазовая диаграмма однородной и изотропной модели Ашкина — Теллера: *а* — листы критической поверхности пересекаются попарно вдоль отрезков PL_1, PL_2, PL_3 с общей тройной точкой P, все три отрезка лежат в плоскости $N_1N_2N_3$; *б* — сечение фазовой диаграммы плоскостью $N_1N_2N_3$.

в 1 на плоскостях (3) и только на них. Система находится в упорядоч. фазе при $k^2<1$ и в неупорядоченной при $k^2>1$.

Фазовую диаграмму модели АТ удобно представить в координатах $x_i=w_i/w_0$, $0\leqslant x_i\leqslant 1$, $i=1, 2, 3$ (рис. 7, *а*). Критич. поверхность состоит из 3 листов. Изотропная модель АТ эквивалентна модели Бакстера с $a=b$ при условии $x_1+x_2+x_3=1$. В этой плоскости (рис. 7, *б*) отрезки $x_i=x_j$ состоят из критич. точек. Линии $x_2=x_3$ соответствует $d=0$ в модели Бакстера. Центр треугольника является критич. точкой 4-компонентной модели Поттса.

Фазовое пространство модели ЖГ в координатах L, M ограничено кривыми $z(L, M)=0$, где z выражается через L и M согласно ф-ле (2). Области $z(L, M)<0$, заштрихованные на рис. 8, нефизические. В оставшейся области значение параметра $\Delta=z^{1/2}[1-z\exp(L+M)]$ определяет, в какой фазе находится система. Границы фаз определяются условием $\Delta=\pm\Delta_c$, где $\Delta_c^{-2}=[(1+\sqrt{5})/2]^5$. Фазовая диаграмма симметрична относительно замены осей L и M. В фазах I, III, V плотность на подрешётках одинакова (жидкая фаза). В фазах II и VI частицы занимают преимущественно одну из трёх подрешёток (треугольный кристалл). В фазе IV занята одна из двух подрешёток (квадратный кристалл).

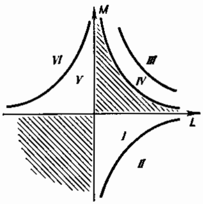


Рис. 8. Фазовая диаграмма точно решаемой обобщённой модели жёстких гексагонов.

К р и т и ч. п о к а з а т е л и. В модели БВ масштабная размерность параметра порядка Δ в точке фазового перехода равна $^1/_8$, что подтверждено при измерении в плёнках ^{4}Не отношения сверхтекучей

Табл. 3.

Модель	Определение параметра λ	α	β	$\mu=\nu$	δ
Изинга	$1/2$	0	$1/8$	1	15
Бакстера	$\cos(\lambda\pi)=\dfrac{2(ab-cd)}{c^2+d^2-a^2-b^2}$ (при $a+b+d=c$)	$2-\dfrac{1}{\lambda}$	$\dfrac{1}{16\lambda}$	$\dfrac{1}{2\lambda}$	15
ЖГ I, II		$1/3$	$1/9$	$5/8$	14
ЖГ III		$-1/2$	$3/32$	$5/4$	
ЖГ IV		$-1/2$	$1/4$	$5/8$	
АТ, $x_2=x_3$, $1=x_1+x_2+$ $+x_3$	$\cos(\lambda\pi)=1-\dfrac{2x_2^2}{(1+x_1)^2}$,	$2\dfrac{1-2\lambda}{3-4\lambda}$	$\dfrac{1}{4}\,\dfrac{1-\lambda}{3-4\lambda}$	$2\dfrac{1-\lambda}{3-4\lambda}$	15
Поттса	$2\cos(\lambda\pi/2)=\sqrt{q}$, $0\leqslant\lambda\leqslant 1/2$, $0\leqslant q\leqslant 4$	$\dfrac{2}{3}\,\dfrac{1-2\lambda}{1-\lambda}$	$\dfrac{1+\lambda}{12}$	$\dfrac{1}{3}\,\dfrac{2-\lambda}{1-\lambda}$	$\dfrac{3-\lambda}{1-\lambda}\times\dfrac{5-\lambda}{1+\lambda}$

плотности к темп-ре перехода, равного универс. постоянной $2m^2/\pi\hbar^2$, где m — масса атома ^{4}He. Связь *критических показателей* с параметрами взаимодействия установлена точно для модели Бакстера, модели АТ, модели Поттса при $q\leqslant 4$, а также для модели ЖГ (табл. 3).

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Бэкстер Р., Точно решаемые модели в статистической механике, пер. с англ., М., 1985; Wu F. Y., The Potts model, «Revs. Mod. Phys.», 1982, v. 54, p. 235. *С. В. Покровский.*

ДВУМЕ́РНЫЙ ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ГАЗ — система электронов, энергетич. состояния к-рых соответствуют свободному движению только вдоль определ. плоскости. В поперечном направлении потенц. энергия такова, что частицы находятся в потенц. яме и их движение финитно, а соответствующие энергетич. уровни дискретны. При низких темп-рах, когда все частицы находятся на наинизшем из этих уровней, система является чисто двумерной. При повышении темп-ры постепенно начинают заполняться всё более высокие уровни энергии и система теряет двумерный характер.

Д. э. г. реализуется в неоднородных полупроводниках (*МДП-структуры*, *р—n-переходы*, *гетеропереходы*, *инверсионные слои*, поверхностные электронные уровни на сколах монокристаллов Ge), для электронов над поверхностью жидкого He, в сверхтонких (толщиной неск. атомных слоёв) проводящих плёнках. Многообразие наблюдаемых свойств Д. э. г. в значит. мере обусловлено возможностью регулировать и легко менять в широких пределах плотность электронов под действием прижимающего (поперечного) электрич. поля (полупроводники, электроны над жидким He), причём в зависимости от плотности Д. э. г. может оказаться как невырожденным, так и вырожденным (см. *Двумерные проводники*). Осн. интерес к Д. э. г. связан с особенностями фазовых переходов, эффектов локализации, флуктуаций и кинетич. явлений в двумерных системах. Для электронов на поверхности жидкого He впервые была экспериментально обнаружена вигнеровская кристаллизация (см. *Вигнеровский кристалл*).
А. Э. Мейерович.

ДВУО́СНЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ — кристаллы, в к-рых происходит *двойное лучепреломление* при всех направлениях падающего на них луча света, кроме двух направлений (каждое из них наз. оптич. осью кристалла). Подробнее см. *Кристаллооптика*.

ДВУХЖИДКОСТНАЯ ГИДРОДИНА́МИКА ПЛА́ЗМЫ — матем. модель, в к-рой полностью ионизованная плазма представляется в виде смеси двух газов заряж. частиц — электронов (e) и ионов (i), связанных друг с другом силой трения и эл.-магн. полями. Система ур-ний, описывающих модель, даёт для газа частиц каждого сорта α (e или i) изменение во времени след. макроскопич. параметров: $n(t, \boldsymbol{r})$ — число частиц в единице объёма, $\boldsymbol{v}_\alpha(t, \boldsymbol{r})$ — ср. скорость, $T_\alpha(t, \boldsymbol{r})$ — темп-ра, где $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор. Эти ур-ния выражают для газа соответственно сохранение числа частиц, баланс импульса и тепловой баланс и имеют вид

$$\frac{d_\alpha n_\alpha}{dt}=-\operatorname{div}(n_\alpha \boldsymbol{v}_\alpha) \tag{1}$$

$$m_\alpha n_\alpha \frac{d_\alpha \boldsymbol{v}_\alpha}{dt}=-\nabla p_\alpha-\operatorname{div}\boldsymbol{\pi}_\alpha+ +e_\alpha n_\alpha(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}_\alpha\times\boldsymbol{H}/c)+\boldsymbol{R}_\alpha \tag{2}$$

$$\frac{3}{2}n_\alpha\frac{d_\alpha T_\alpha}{dt}=-p_\alpha\operatorname{div}\boldsymbol{v}_\alpha-\pi_{\alpha kl}\frac{\partial v_{\alpha k}}{dx_l}- -\operatorname{div}\boldsymbol{q}_\alpha+Q_\alpha, \tag{3}$$

где $\frac{d_\alpha}{dt}=\partial/\partial t+\boldsymbol{v}_\alpha\nabla$, $p_\alpha=n_\alpha T_\alpha$ — гидростатич. давление, $\boldsymbol{\pi}_{\alpha kl}$ — симметричный тензор негидростатич. напряжений, $\boldsymbol{q}_\alpha$ — поток тепла частиц газа α, $\boldsymbol{R}_\alpha$ и Q_α — изменение импульса и выделение тепла в газе α в результате столкновений с частицами газа др. сорта, m_α, e_α — масса и заряд частиц α, $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ — электрич. и магн. поля. Если в системе действуют иные силы (напр., гравитационные) и имеются источники тепла, то добавляются соответствующие члены. Ур-ния (1), (2), (3) получаются формально как нулевой, первый и второй моменты *кинетических уравнений* для плазмы. Ими можно пользоваться для отыскания макроскопич. параметров плазмы, если с помощью приближённого решения кинетич. ур-ний найти локальные ф-ции распределения частиц α и выразить величины $\boldsymbol{q}_\alpha$, $\boldsymbol{\pi}_\alpha$, $\boldsymbol{R}_\alpha$, Q_α через макроскопич. параметры и их производные, тем самым замкнув ур-ния.

Ур-ния Д. г. п. применимы, если времена между столкновениями электронов с электронами τ_{ee} и ионов с ионами τ_{ii} малы по сравнению со всеми остальными характерными временами. При этом ф-ции распределения электронов и ионов близки к *Максвелла распределениям*, к-рые полностью определяются параметрами n_α, $\boldsymbol{v}_\alpha$, T_α. Градиенты этих параметров, если они достаточно малы, определяют малые локальные поправки к максвелловским ф-циям. Для этого в отсутствие магн. поля параметры должны мало изменяться на длине свободного пробега частиц, но в сильном магн. поле условия применимости Д. г. п. усложняются (смягчаются для градиентов поперёк поля). Характерное время обмена энергией при столкновениях между электронами и ионами много больше, чем τ_{ee} и τ_{ii}, так что тепловое равновесие внутри каждого из газов устанавливается быстрее, чем между ними. Поэтому условия применимости Д. г. п. допускают большое различие между электронной и ионной темп-рами. Часто Д. г. п. используется вне строгих границ её применимости (обычно при этом без тензора $\boldsymbol{\pi}_\alpha$) как удобная грубая модель полностью ионизованной плазмы. Иногда при этом используют упрощённое выражение $\boldsymbol{R}_i=(m_e n_e/\tau_{ei})(\boldsymbol{v}_e-\boldsymbol{v}_i)$, ему соответствует $Q_i=(3m_e n_e/m_i\tau_{ei})(T_e-T_i)$. Законы сохранения импульса и энергии при столкновениях дают $\boldsymbol{R}_e=-\boldsymbol{R}_i$, $Q_e=-Q_i+\boldsymbol{R}_i(\boldsymbol{v}_e-\boldsymbol{v}_i)$.

Лит.: Брагинский С. И., Явления переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963.
С. И. Брагинский.

ДВУХЖИ́ДКОСТНАЯ МОДЕ́ЛЬ ГЕ́ЛИЯ II — физ. модель сверхтекучего гелия ^{4}He, основанная на представлении о двухкомпонентности ^{4}He в сверхтекучем состоянии: при понижении темп-ры ниже λ-точки (см. *Гелий жидкий*) в ^{4}He возникает сверхтекучий компонент, существующий наряду с нормальным (вязким) компонентом, что и определяет свойства гелия II (подробнее см. *Ландау теория сверхтекучести*).

ДВУХУРОВНЕВАЯ СИСТЕМА — простейшая квантовомеханич. система, имеющая только два энергетич. уровня. Представление о Д. с. играет в совр. теории резонансного взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом такую же роль, как и представление об осцилляторе в классич. теории излучения и поглощения эл.-магн. волн.

Во многих случаях Д. с. является хорошей моделью реальных квантовых объектов (атомов, молекул и т. д.). Такая модель адекватна при выполнении след. условий. 1) Спектр квантовой системы существенно неэквидистантен, и лишь для одной пары уровней a и b (частота перехода — ω_{ba}) выполняется условие резонанса с эл.-магн. излучением частоты ω (рис. 1), т. е.

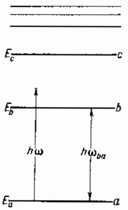


Рис. 1.

$$\omega-\omega_{ba}=\delta,\ |\delta|\ll\omega_{ba}. \qquad (1)$$

2) Переходами на др. уровни системы можно пренебречь.

Для мн. задач квантовой электроники, нелинейной оптики и лазерной спектроскопии достаточно корректным оказывается представление вещества в виде набора Д. с., распределённых с объёмной плотностью N и независимо друг от друга взаимодействующих с окружением (термостатом) и внеш. полями. Для описания временной эволюции таких Д. с. используется аппарат *матрицы плотности* $\hat\rho$, позволяющий корректно учесть как действие полей, так и релаксац. процессы, обусловленные взаимодействием Д. с. с термостатом. В простейшем случае, когда релаксация имеет марковский характер (см. *Марковские случайные процессы*) и не зависит от приложенного резонансного поля, ур-ние для матрицы плотности $\hat\rho$ Д. с., усреднённой по состояниям термостата, имеет вид:

$$\frac{d\rho_{ba}}{dt}+\left(i\omega_{ba}+\frac{1}{T_2}\right)\rho_{ba}=-\frac{i}{\hbar}V_{ba}(\rho_{aa}-\rho_{bb}) \qquad (2)$$

$$\frac{d(\rho_{aa}-\rho_{bb})}{dt}+\frac{1}{T_1}[(\rho_{aa}-\rho_{bb})-(\rho^0_{aa}-\rho^0_{bb})]=\frac{2i}{\hbar}(V_{ba}\rho_{ab}-\rho_{ba}V_{ab}).$$

Здесь использовано условие нормировки для матрицы плотности Д. с. $\rho_{aa}+\rho_{bb}=1$. Разность диагональных элементов $\rho_{aa}-\rho_{bb}$ определяет разность населённостей уровней a и b. Время T_1 характеризует скорость релаксации населённостей к их значениям ρ^0_{aa} и ρ^0_{bb} в отсутствие внеш. поля и определяется неупругими процессами, вызывающими переходы между уровнями (спонтанное испускание, неупругие столкновения). Недиагональные элементы $\rho_{ba}=\rho^*_{ab}$ зависят от фазовых соотношений между состояниями (соответствующими уровням a и b), и в их релаксацию (время T_2) кроме неупругих дают вклад упругие процессы, сбивающие фазы состояний. Если релаксация обусловлена только неупругими процессами (разреженные газы, низкие темп-ры), то $T_2=2T_1$. В плотных газах и конденсированных средах в оптич. диапазоне обычно $T_2\ll T_1$.

Коэффициенты V_{ba}, V_{ab} в (2) — матричные элементы гамильтониана взаимодействия $\hat V$ Д. с. с внеш. квазимонохроматич. полем $\boldsymbol{E}$; обычно в оптич. диапазоне используется электрич. дипольное приближение: $\hat V=-\boldsymbol{d}\cdot\boldsymbol{E}$ ($\boldsymbol{d}$ — электрич. дипольный момент). Тогда

$$V_{ba}=V^*_{ab}=-d_{ba}[A(t)e^{-i\omega t}+A^*(t)e^{i\omega t}], \qquad (3)$$

где d_{ba} — проекция матричного элемента дипольного момента на направление поляризации электрич. поля, $A(t)$ — медленно меняющаяся амплитуда поля.

Матрица плотности $\hat\rho$ определяет отклик вещества (электрич. и магн. поляризацию, плотность тока и т. п.) на действующее излучение. Напр., электрич. поляризация для набора одинаковых Д. с. даётся выражением

$$P=N(d_{ab}\rho_{ba}+d_{ba}\rho_{ab}). \qquad (4)$$

Если имеется различие Д. с. по к.-л. параметру, то в (4) необходимо выполнить суммирование по вкладам в поляризацию частиц всех сортов.

Ур-ния (2) можно привести к виду, аналогичному *Блоха уравнениям* для частиц со спином $^1/_2$ в магн. поле (см. *Радиоспектроскопия*, *Ядерный магнитный резонанс*). Эволюция Д. с. при этом описывается ур-нием для т. н. вектора Блоха $\boldsymbol{R}=\boldsymbol{i}u+\boldsymbol{j}v+\boldsymbol{k}w$ в нек-ром модельном пространстве (векторная или гироскопич. модель Д. с.). «Поперечные» компоненты вектора Блоха u и v связаны с матрицей плотности Д. с. соотношением $\rho_{ba}=\frac{1}{2}(u+iv)e^{-i\omega t}$ и определяют соответственно показатель преломления и коэф. поглощения (усиления) резонансной среды. Время их затухания T_2 определяет однородную полуширину линии поглощения (усиления) $\gamma=\frac{1}{T_2}$ и по аналогии со спиновыми системами наз. временем поперечной релаксации. «Продольная» компонента вектора Блоха $w=\rho_{aa}-\rho_{bb}$, т. е. разность населённостей, затухает со временем продольной релаксации T_1.

В квазистационарном случае, когда характерное время изменения амплитуды поля $\tau\gg T_1$, T_2, решение для разности населённостей имеет вид:

$$w=\frac{w_0}{1+G\gamma^2/(\gamma^2+\delta^2)},$$

где $G=4|d_{ba}A|^2\hbar^{-2}T_1T_2$. Отсюда видно, что с увеличением амплитуды поля происходит выравнивание населённостей уровней, т. е. имеет место т. н. *насыщения эффект*. Величина G наз. параметром насыщения.

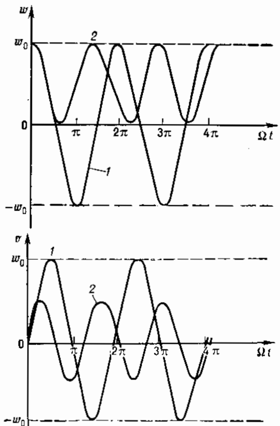


Рис. 2. Колебания разности населённостей w и «активной» составляющей вектора Блоха v (соответствующей коэффициенту поглощения) в поле прямоугольного импульса $\tau\ll T_1$, T_2. 1 — для $\delta=0$; 2 — для $\delta=\Omega=2d_{ba}A/\hbar$.

В поле коротких импульсов ($\tau\ll T_1, T_2$) прямоугольной формы

$$A(t)=\begin{cases}A=\text{const} & 0\leqslant t\leqslant\tau\\ 0 & t<0,\ t>\tau\end{cases}$$

поведение разности населённостей имеет колебательный характер:

$$w = w_0 + w_0 \frac{\Omega^2}{\delta^2+\Omega^2}\left(\cos\sqrt{\delta^2+\Omega^2}\,t - 1\right), \quad \Omega = \frac{2d_{ba}A}{\hbar}.$$

Соответствующие колебания с частотой $\Omega' = \sqrt{\delta^2+\Omega^2}$ испытывают при этом поглощение и преломление резонансной среды (рис. 2). В векторной модели это соответствует прецессии вектора Блоха с постоянной длиной вокруг направления $\mathbf{\Omega}' = -\mathbf{i}\Omega + \mathbf{k}\delta$ (рис. 3). Частота колебаний в точном резонансе ($\delta=0$) $\Omega'=\Omega$ называется *частотой Раби*.

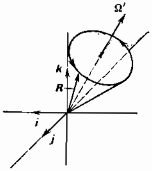


Рис. 3. Прецессия вектора Блоха в отсутствие релаксации.

Колебания разности населённостей двухуровневого атома под действием резонансного поля называется нутацией (см. *Оптическая нутация*).

Особенности поведения Д. с. в сильном резонансном эл.-магн. поле обусловливают целый ряд резонансных нелинейных эффектов, таких, как *затухание свободной поляризации*, оптическая нутация, *π-импульс*, *самоиндуцированная прозрачность*, *фотонное эхо*.

В случае, когда взаимным влиянием двухуровневых атомов нельзя пренебречь, использование ур-ний (2) некорректно и необходимо рассматривать ансамбль Д. с. в целом.

Лит.: Ананасевич П. А., Основы теории взаимодействия света с веществом, Минск, 1977; Аллен Л., Эберли Дж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; Шумейкер Р., Когерентная инфракрасная спектроскопия нестационарных процессов, в кн.: Лазерная и когерентная спектроскопия, пер. с англ., М., 1982.

К. Н. Драбович.

ДВУХФА́ЗНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ — течение гетерогенных смесей в отличие от течения однородных по фазовому состоянию гомогенных смесей: смеси газа с каплями жидкости или твёрдыми частицами (газовзвесь), смеси жидкости с твёрдыми частицами (суспензия), смеси жидкости с каплями др. жидкости (эмульсия), смеси жидкости с пузырями; течение водонасыщенных грунтов, композитных материалов и т. п. Д. т. может сопровождаться фазовыми превращениями — конденсацией и испарением, плавлением, кипением и кристаллизацией. При Д. т. происходят и др. сложные физ.-механич. процессы. Так, при движении газа, содержащего жидкие частицы, возможно их дробление под действием аэродинамич. сил, их слияние (коагуляция) из-за разности в скоростях частиц разл. размера, а также интенсивный теплообмен между газом и частицами. В парожидкостных потоках, движущихся в трубах, возможны образование плёнок на стенках трубы, срыв и осаждение капель на них, теплообмен между паром, каплями и плёнкой. При Д. т. процессы трения, теплообмена, характер распространения звука, интенсивность ударных волн существенно иные, чем при течении гомогенных смесей. При Д. т. происходит взаимодействие фаз путём обмена массой, импульсом и энергией, характер к-рого зависит от формы, массовой доли, физ. свойств и размеров включений (жидких или твёрдых частиц, пузырьков). В общем случае каждая из фаз имеет своё давление, темп-ру, плотность и скорость движения.

Для описания Д. т. сплошной среды используется понятие о многоскоростном континууме с взаимопроникающим движением составляющих. Многоскоростной континуум представляет собой совокупность N континуумов, каждый из к-рых относится к своей составляющей (фазе или компоненте) смеси и заполняет один и тот же объём, занятый смесью. Для каждого из этих составляющих континуумов в каждой точке определяются обычным образом плотность, скорость и др. параметры, относящиеся к своему континууму и своей составляющей смеси. Т. о., в каждой точке объёма, занятого смесью, будет определено N плотностей, темп-р, скоростей и т. д. Так, в Д. т. газовзвеси газ и группы частиц различных размеров образуют многоскоростной континуум в соответствии с числом таких групп.

При малых размерах частиц Д. т. смеси газа и частиц можно рассматривать как течение нек-рого фиктивного газа, имеющего те же темп-ру, давление и скорость, что и двухфазная смесь, но отличный от газовой фазы показатель адиабаты $\mathring{\gamma}$, теплоёмкость $\mathring{c}_p$ и плотность $\mathring{\rho}$. Величины $\mathring{\gamma}$, $\mathring{c}_p$, $\mathring{\rho}$ фиктивного газа зависят от массовой доли частиц, показателя адиабаты газовой фазы γ, теплоёмкостей газовой фазы c_p и частиц c_s.

Д. т. имеют место в авиац. и ракетно-космич. технике, хим. технологии, обычной и атомной энергетике, во мн. метеорологич. процессах.

Лит.: Дейч М. Е., Филиппов Г. А., Газодинамика двухфазных сред, 2 изд., М., 1981; Соу С., Гидродинамика многофазных систем, пер. с англ., М., 1971; Крайко А. Н. и др., Механика многофазных сред, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Гидромеханика, т. 6, М., 1972; Стернин Л. Е., Основы газодинамики двухфазных течений в соплах, М., 1974; Нигматулин Р. И., Основы механики гетерогенных сред, М., 1978.

У. Г. Пирумов.

ДВУХФОТО́ННОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — процесс излучения двух фотонов во время одного *квантового перехода* излучающей системы. Суммарная энергия обоих фотонов равняется энергии перехода (ΔE): $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \Delta E$, где ω_1, ω_2 — частоты фотонов. Распределение по энергиям испущенных фотонов симметрично (в шкале энергий) относительно точки $\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 = \Delta E/2$. Д. и. даёт существенный вклад в непрерывный спектр планетарных туманностей, сравнимый с рекомбинац. излучением, и играет важную роль в формировании спектров излучения горячей разреженной плазмы ряда астрофиз. объектов (короны звёзд, остатки сверхновых, туманности, зоны НII и др.) и лабораторных установок (типа «Токамак», «Стелларатор» и др.).

Вероятность Д. и., как правило, значительно меньше вероятностей однофотонных процессов, поэтому Д. и. играет роль лишь тогда, когда однофотонные переходы запрещены. Особый интерес представляют 2 перехода: $1s \leftarrow 2s$ в атомах водорода и водородоподобных ионах и $1s^2\,{}^1S \leftarrow 1s2s\,{}^1S$ в атоме гелия и гелиеподобных ионах. Вероятность перехода $1s \leftarrow 2s$ равна $8{,}2 \cdot Z^6$ с$^{-1}$, где Z — спектроскопич. символ иона (для водорода $Z=1$). Для наиб. распространённых гелиеподобных ионов вероятности перехода (A) равны:

ион	He I	Li II	C V	O VII	Ne IX
A, с$^{-1}$	51,3	$1{,}95 \cdot 10^3$	$3{,}3 \cdot 10^5$	$2{,}3 \cdot 10^6$	10^7

Для ионов более высокой кратности $A \simeq 16{,}4 \cdot Z^6$ с$^{-1}$.

Матричный элемент Д. и. аналогичен матричному элементу для *комбинационного рассеяния света*.

Лит.: Рапопорт Л. П., Зон Б. А., Манаков Н. Л., Теория многофотонных процессов в атомах, М., 1978; Drake G. W. F., Victor G. A., Dalgarno A., Two-photon decay of the singlet and triplet metastable states of helium like ions, «Phys. Rev.», 1969, v. 180, p. 25.

И. Л. Бейгман.

ДЕБА́ЕВСКИЙ РА́ДИУС ЭКРАНИ́РОВАНИЯ — характерный пространственный масштаб в плазме, электролитах или полупроводниках, на к-ром экранируется поле заряж. частицы за счёт накапливающегося вокруг неё облака зарядов противоположного знака. Д. р. э. впервые был введён в 1923 П. Дебаем (P. Debye) в развитой им теории сильных электролитов. С учётом экранировки электрич. потенциал $\varphi(r)$, создаваемый вокруг заряж. частиц с зарядом Ze (e — заряд электрона, Z — атомный номер) на расстоянии r, определяется соотношением:

$$Z(r) = \frac{\varphi e}{r} \exp(-r/r_D),$$

где r_D — Д. р. э.

Характерную величину Д. р. э. в плазме можно оценить след. образом. Полное разделение зарядов в равновесной плазме (в к-рой темп-ры T электронов и ионов равны) происходит, если потенц. энергия взаимодействия частиц $e\varphi$ по порядку величины равна тепловой энергии движения частицы $kT/2$ в направлении разделения $e\varphi \approx kT/2$. При смещении слоя электронов плотности n относительно ионов на величину r потенц. энергия взаимодействия $e\varphi = 2\pi ner^2$. Приравнивая её тепловой энергии частицы, получим оценку величины расстояния r, на к-ром возможно разделение зарядов в равновесной плазме; это и есть Д. р. э. $r_D = (kT/4\pi ne^2)^{1/2}$. Величина Д. р. э. зависит от свойств среды: концентрации заряж. частиц, их массы, величины заряда и скорости. Д. р. э. мал по сравнению с пространственными размерами плазмы, и она в целом является квазинейтральной. Нарушение квазинейтральности возможно в слоях толщиной порядка Д. р. э. Такие слои возникают, напр., в пограничных областях при контакте плазмы с твёрдым телом. Отрицат. потенциал в таких слоях препятствует уходу электронов из объёма плазмы на поверхность твёрдого тела.

Если плазма неравновесна, то характерный масштаб области разделения зарядов может существенно превышать Д. р. э. Напр., в волнах пространственного заряда (см. *Ленгмюровские волны*) разделение зарядов происходит на размерах, сравнимых с длиной волны, к-рая может быть больше Д. р. э. В плазме с током возможно такое пространственное разделение зарядов (т. н. *двойной электрический слой*), характерный размер к-рого может достигать десятков Д. р. э.

Д. р. э.— макс. *прицельный параметр*, на к-ром происходит кулоновское взаимодействие при парных столкновениях заряж. частиц в плазме. Т. к. вследствие дебаевской экранировки электрич. поле кулоновского взаимодействия на расстояниях убывает экспоненциально, то в тех случаях, когда заряж. частица имеет прицельный параметр больше r_D, фактически никакого рассеяния при столкновениях заряж. частиц не происходит. На расстояниях, больших по сравнению с Д. р. э., взаимодействие носит коллективный характер, т. е. осуществляется через самосогласованные электрич. и магн. поля, создаваемые ансамблем заряж. частиц. Для того, чтобы такое взаимодействие было эффективным, необходимо, чтобы число частиц в дебаевской сфере (т. н. параметр идеальности $g = nr^3_D$) было существенно больше единицы: $g \gg 1$. Такую плазму называют идеальной. Если $g \lesssim 1$, то в такой плазме ср. энергия кулоновского взаимодействия соседних заряж. частиц сравнима или даже больше их кинетич. энергии теплового движения. Ур-ние состояния такой плазмы весьма сложно (см. *Неидеальная плазма*).

В полупроводниках r^2_D пропорционален ср. энергии тепловых колебаний решётки и обратно пропорционален плотности носителей тока, к-рая увеличивается при возрастании темп-ры.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Лекции по физике плазмы, 2 изд., М., 1968; Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа, [пер. с англ.], М., 1965; Кролл Н., Трайвелпис А., Основы физики плазмы, пер. с англ., М., 1975; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979.

В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко.

ДЕБАЕГРА́ММА, *рентгенограмма*, снятая по *Дебая—Шеррера методу*. Представляет собой дифракц. изображение поликристалла в монохроматич. рентг. излучении, зафиксированное на фотоплёнке (рис.). Д. обычно получают в дебаевской *рентгеновской камере*, имеющей вид цилиндрич. кассеты, на оси к-рой расположен образец, а первичный луч проходит перпендикулярно этой оси. Каждая кристаллич. структура имеет для данной длины волны излучения характерный набор углов отражения и интенсивностей дифракц. линий. Это позволяет составить картотеки стандартных Д., с помощью к-рых можно, в принципе, установить фазовый состав любого поликристаллического объекта, имеющего многокомпонентное гетерогенное строение. Если дифрагированное излучение регистрируется фотоэлектрич. методом, то соответствующая рентгенограмма называется дифрактограммой.

Дебаеграмма соединения $CuZn_3$, снятая с использованием характеристического K_α-излучения Cu.

Лит. см. при ст. *Дебая — Шеррера метод.*

А. В. Колпаков.

ДЕБА́Й (Д, D) — внесистемная единица электрич. дипольного момента молекул. Названа по имени П. Дебая. 1 Д $= 1 \cdot 10^{-18}$ ед. СГСЭ $= 3{,}33564 \cdot 10^{-30}$ Кл·м.

ДЕБА́НЧЕР — то же, что *разгруппирователь*.

ДЕБА́Я ЗАКО́Н ТЕПЛОЁМКОСТИ — теоретически выведенная П. Дебаем в 1912 ф-ла, согласно к-рой теплоёмкость C твёрдого тела при низких темп-рах T пропорц. кубу темп-ры:

$$C = \frac{2}{5}\pi^2 kV (kT/\hbar\bar{c})^3, \qquad (*)$$

где V — объём, $\bar{c}$ — ср. скорость звука. При низких темп-рах можно не делать различия между теплоёмкостью при пост. объёме C_v и пост. давлении C_p, поскольку в данному случае $C_p - C_v \backsim T^7$.

Для всех твёрдых тел при $T \to 0$ теплоёмкость решётки удовлетворительно описывается ф-лой (*). Это связано с тем, что при низких темп-рах дебаевское приближение (см. *Дебая теория*) соответствует характеру колебат. спектра твёрдого тела: существованию трёх акустич. ветвей колебаний (см. *Динамика кристаллической решётки*). Различие проявляется вблизи температурных границ $T_{гр}$ применимости теории Дебая. Для простых кристаллич. решёток (элементы и простые соединения) $T_{гр}$ порядка неск. десятков К. Для более сложных решёток, а также для анизотропных структур (например, квазидвумерных и квазиодномерных) $T_{гр}$ существенно ниже ($T_{гр} \ll \theta_D$, где θ_D — *Дебая температура*).

При сравнении эксперим. результатов с Д. з. т. имеется в виду только теплоёмкость решётки и исключается её электронная и др. составляющие (см. *Теплоёмкость*).

Лит. см. при ст. *Дебая теория*.

ДЕБА́Я ТЕМПЕРАТУ́РА — характеристич. темп-ра θ_D твёрдого тела, вводимая соотношением:

$$k\theta_D = \hbar\omega_D, \qquad (1)$$

где ω_D — макс. частота колебаний кристаллич. решётки, определяемая из условий равенства числа колебаний, приходящихся на частотный интервал от 0 до ω_D, полному числу колебат. степеней свободы решётки (см. *Дебая теория*).

При низких темп-рах ($T \ll \theta_D$) в кристалле возбуждаются только низкочастотные колебания, частота к-рых $\omega \sim kT/\hbar$. Эти колебания характеризуются линейной зависимостью частоты ω от волнового вектора $\boldsymbol{q}$: $\omega = cq$, где c — *скорость звука* (см. *Колебания кристаллической решётки*). Исходным пунктом теории Дебая является распространение акустич. закона дисперсии на все частоты вплоть до предельной ω_D. Поскольку длина звуковой волны должна быть велика по сравнению с постоянной решётки a, то предельная частота ω_D по порядку величины равна: $\omega_D \sim c/a$. Следовательно, для Д. т. справедлива порядковая оценка:

$$\theta_D \approx \hbar c/ka. \qquad (2)$$

Более строгая ф-ла для Д. т. имеет вид:

$$\theta_D = \frac{\hbar c}{k}\left(\frac{6\pi^2 N\nu}{V}\right)^{1/3}, \qquad (3)$$

где N — число *элементарных ячеек*, V — объём тела, ν — число частиц в элементарной ячейке.

Д. т. характеризует мн. свойства твёрдых тел: *теплоёмкость*, тепло- и электронроводность, упругие свойства, уширение линии рентг. спектров и т. п. Д. т. является характерным масштабом, разделяющим область высоких темп-р ($T \gg \theta_D$), в к-рой колебания кристаллич. решётки можно описывать классич. теорией и где, в частности, справедлив *Дюлонга и Пти закон*, и область низких темп-р ($T \ll \theta_D$), где становятся существенными квантовомеханич. эффекты.

Д. т. обычно находят нутём подгонки наблюдаемых значений уд. теплоёмкости к ф-ле, даваемой теорией Дебая, в точке, где величина теплоёмкости составляет половину от значения, соответствующего закону Дюлонга и Пти. Полученные таким путём значения Д. т. для нек-рых элементов приведены в табл. 1.

Т а б л. 1.— Температура Дебая для разных веществ

Элемент	θ_D, К	Элемент	θ_D, К	Элемент	θ_D, К	Элемент	θ_D, К
Li	400	Sn		In	129	Pd	275
Na	150	(серое)	260	Tl	96	Cd	120
K	100	(белое)	170	C (алмаз)	1860	Hg	100
Be	1000	As	285	Si	625	Cr	460
Mg	318	Bi	120	Ge	360	Mo	380
Ca	230	Ar	85	W	310	Pt	230
B	1250	Cu	315	Fe	420	La	132
Al	394	Ag	215	Co	385	Gd	152
Ga	240	Au	170	Ni	375	Pr	74
		Zn	234				

Для сложных кристаллич. решёток вводят т. н. характеристич. Д. т., к-рая подбирается так, чтобы соответствующие ф-лы правильно описывали наблюдаемые температурные зависимости, напр. теплоёмкости. При этом характеристич. Д. т. сама является ф-цией темп-ры. Эксперим. или теоретич. данные по теплоёмкости представляются в виде графика $\theta_D(C_V)$ от T. Значение характеристич. Д. т. при $T=0$ можно вычислить теоретически, зная упругие постоянные решётки. Сравнение Д. т., полученных по измерению C_V и вычисленных из упругих постоянных (табл. 2), позволяет получить информацию об особенностях межатомных связей и динамич. свойствах решётки кристалла.

Т а б л. 2.— Значения характеристической температуры Дебая при $T=0$ К

Вещество	θ_D (C_V), К	θ_D (упр.), К	Вещество	θ_D (C_V), К	θ_D (упр.), К
Cu	345,2	344,4	Mg	404,6	385,8
Ag	226,0	226,4	Zn	305,5	328
Au	164,7	161,1	Ge	374,0	—
LiF	740,0	734,1	Si	674,8	—

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; З а й м а н Д ж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1974; А ш к р о ф т Н., М е р м и н Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1979.
В. М. Винокур, Э. М. Эпштейн.

ДЕБА́Я ТЕО́РИЯ твёрдого тела — теория, описывающая колебания кристаллич. решётки и обусловленные ими термодинамич. свойства твёрдого тела; предложена П. Дебаем в 1912 в связи с задачей о теплоёмкости кристалла. Д. т. основана на упрощённом представлении твёрдого тела как изотропной упругой среды, атомы к-рой совершают колебания в конечном диапазоне частот.

Кристаллич. решётка, состоящая из N элементарных ячеек по ν атомов в каждой, имеет $3N\nu-6 \approx \approx 3N\nu$ колебат. степеней свободы. С механич. точки зрения, такую систему можно описывать как совокупность $3N\nu$ независимых осцилляторов, каждый из к-рых соответствует отд. нормальному колебанию системы (см. *Колебания кристаллической решётки*). Вычисление *статистической суммы* и, следовательно, термодинамич. ф-ций такой системы в общем виде невозможно, т. к. результат существенно зависит от конкретного распределения частот по спектру колебаний твёрдого тела, т. е. от плотности колебат. состояний $g(\omega)$, где ω — частота колебаний. Однако в предельном случае низких темп-р задача упрощается, т. к. возбуждаются только колебания низких частот ($\omega \sim kT/\hbar$, T — абс. темп-ра). Они представляют собой звуковые волны с линейным законом дисперсии: $\omega = c_l k$ для продольных и $\omega = c_t k$ для поперечных волн (c_l и c_t — продольная и поперечная скорости распространения волн, k — волновое число). Т. о., при низких темп-рах дискретная структура кристаллич. решётки не проявляется.

Плотность колебат. состояний, т. е. число собственных колебаний в интервале частот от ω до $\omega+d\omega$ в спектре звуковых волн, равна:

$$g(\omega)\,d\omega = V\frac{3\omega^2\,d\omega}{2\pi^2\bar{c}^3}, \qquad (1)$$

где V — объём тела, $\bar{c}$ — усредненная скорость звука, к-рая для изотропного тела определяется соотношением:

$$\frac{3}{\bar{c}^3} = \frac{2}{c_t^3} + \frac{1}{c_l^3}. \qquad (2)$$

В случае анизотропных кристаллов закон усреднения изменяется, он требует решения задачи теории упругости о распространении звука в кристалле данной симметрии. Зависимость же плотности g от частоты (1) сохраняется.

В предельном случае высоких темп-р ($T \gg \hbar\bar{c}/a$, где a — постоянная решётки) возбуждены все $3N\nu$ колебат. степеней свободы и на каждую приходится энергия kT (закон равнораспределения). В обоих предельных случаях статистич. сумма и термодинамич. ф-ции кристаллич. решётки могут быть вычислены.

Д. т. представляет собой интерполяцию между этими предельными случаями. Она предполагает, что для всех $3N\nu$ нормальных колебаний имеет место линейный закон дисперсии и плотность колебат. состояний описывается ф-лой (1), что в действительности справедливо лишь для малых частот. Спектр колебаний начинается от $\omega=0$ и обрывается на т. н. **ч а с т о т е Д е б а я** ω_D, к-рая определяется условием равенства полного числа колебаний числу степеней свободы $3N\nu$:

$$\int_0^{\omega_D} g(\omega)\,d\omega = \frac{3V}{2\pi^2\bar{c}^3}\int_0^{\omega_D}\omega^2\,d\omega = \frac{V\omega_m^3}{2\pi^2\bar{c}^3} = 3N\nu,$$

откуда

$$\omega_D = \bar{c}\left(\frac{6\pi^2 N\nu}{V}\right)^{1/3}. \qquad (3)$$

Плотность колебат. состояний в Д. т. можно записать в виде:

$$g(\omega) = \begin{cases} 9N\nu\,\omega_2/\omega_D^3, & \omega \leqslant \omega_D \\ 0, & \omega > \omega_D \end{cases}. \qquad (4)$$

Все термодинамич. ф-ции в Д. т. могут быть выражены через т. н. ф-цию Дебая:

$$D(x) = \frac{3}{x^3}\int_0^x \frac{z^3\,dz}{e^z-1}. \qquad (5)$$

Свободная энергия F, энтропия S, внутр. энергия $\mathcal{E}$ и теплоёмкость при пост. объёме C_V определяются ф-лами:

$$F = N\mathcal{E}_0 + N\tilde{\nu}kT\,\{3\ln[1-\exp(-\theta_D/T)] - D(\theta_D/T)\}, \qquad (6)$$

$$S = 4N\nu kD(\theta_D/T) - 3N\nu k\ln[1-\exp(-\theta_D/T)], \qquad (7)$$

$$\mathcal{E} = N\mathcal{E}_0 + 3N\nu kTD(\theta_D/T), \qquad (8)$$

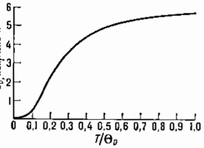
$$C_V = 3N\nu k\,[D(\theta_D/T) - (\theta_D/T)\,D'(\theta_D/T)], \qquad (9)$$

где $\mathscr{E}_0$ — энергия нулевых колебаний атома в решётке, $\theta_D = \hbar\omega_D/k$, θ_D — *Дебая температура*, выше к-рой возбуждены все моды кристалла, а ниже к-рой нек-рые моды начинают «вымерзать».

Согласно Д. т., теплоёмкость твёрдого тела есть ф-ция отношения θ_D/T. В предельных случаях высоких темп-р ($T \gg \theta_D$) и низких темп-р ($T \ll \theta_D$) из ф-лы (9) получаются соответственно *Дюлонга и Пти закон* и *Дебая закон теплоёмкости*:

$$C_V = \frac{12}{5}\pi^4 N\nu k\,(T/\theta_D)^3 = \frac{2}{5}\pi^2 kV\,(kT/\hbar c)^3. \qquad (10)$$

Критерием применимости предельных законов для теплоёмкости является соотношение между T и $\theta_D/4$; теплоёмкость можно считать постоянной при $T \gg \theta_D/4$ и пропорциональной T^3 при $T \ll \theta_D/4$ (рис.).



Д. т. хорошо передаёт температурную зависимость термодинамич. ф-ций, в частности теплоёмкости, лишь для тел с простыми кристаллич. решётками, т. е. для большинства элементов и ряда простых соединений, напр. галоидных солей. К телам с более сложной структурой она фактически неприменима из-за сложности спектра колебаний решётки. Так, у сильно анизотропных кристаллов, в частности у слоистых (квазидвумерных) и цепочечных (квазиодномерных) структур, спектр звуковых колебаний характеризуется не одной, а неск. дебаевскими темп-рами. Закон T^3 для теплоёмкости имеет место лишь при темп-рах, малых по сравнению с наименьшей из дебаевских темп-р, в промежуточных областях возникают новые предельные законы. Термодинамич. ф-ции таких кристаллов помимо отношения θ_D/T зависят также от параметра, характеризующего относит. величину энергии связи между слоями (цепочками) атомов по сравнению с энергией связи между атомами в одном слое (цепочке).

При рассмотрении решётки с полиатомным базисом (больше 1 атома в узле) существенны оптич. колебания, частота к-рых слабо зависит от k, и поэтому здесь лучше применима теория теплоёмкости Эйнштейна, в к-рой всем колебаниям приписывается одна и та же частота $\omega_Э$. При этом теплоёмкость кристалла

$$C_V = 3Nk\frac{(\theta_Э/T)^2 e^{\theta_Э/V}}{e^{\theta/T}-1}, \qquad (11)$$

где $\theta_Э$ — темп-ра Эйнштейна, определяемая равенством:

$$k\theta_Э = \hbar\omega_Э. \qquad (12)$$

При темп-ре $T \gg \theta_Э$ каждая оптич. мода даёт пост. вклад k/V в уд. теплоёмкость в соответствии с законом Дюлонга и Пти. При $T \ll \theta_Э$ этот вклад экспоненциально падает.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Debye P., Zur Theorie der spezifischen Wärmen, «Ann. Phys.», 1912, Bd 39, S. 789.

Э. М. Эпштейн.

ДЕБАЯ—УОЛЛЕРА ФАКТОР (иногда Дебая—Валлера)—безразмерный коэффициент W, характеризующий влияние *колебаний кристаллической решётки* (фононов) на процессы рассеяния или излучения в кристалле без отдачи. Д.—У. ф. определяет температурную зависимость вероятности процессов, при к-рых импульс передаётся кристаллу как целому без изменения состояния системы фононов: упругого когерентного рассеяния рентг. лучей, γ-квантов и нейтронов в кристалле (брэгговское рассеяние), а также резонансного испускания и поглощения γ-квантов (*Мёссбауэра эффект*). Наличие тепловых колебаний кристаллич. решётки уменьшает интенсивности этих процессов:

$$I = I_0 \exp(-W), \qquad (1)$$

где I_0 — интенсивность рассеяния на жёсткой решётке, $\exp(-W)$ — Д.—У. ф., к-рый определяется усреднённым матричным элементом:

$$\exp(-W) = |\overline{<\Phi_i\,|\exp(iPu_n/\hbar)|\,\Phi_i^*>}|^2. \qquad (2)$$

Здесь u_n — смещение n-го атома относительно положения равновесия, P — импульс, передаваемый кристаллу (изменение импульса частиц при брэгговском рассеянии или импульс излучаемого γ-кванта), волновая ф-ция Φ_i описывает фононное состояние кристалла (* означает комплексное сопряжение), а черта над матричным элементом означает усреднение по всем возможным фононным состояниям при заданной темп-ре. При малых смещениях атомов из положения равновесия выражение (2) упрощается; W оказывается пропорц. ср. квадрату смещения атомов. Так, для одноатомного кубич. кристалла:

$$W \approx \overline{u_n^2}P^2/3\hbar^2. \qquad (2)$$

Д.—У. ф. экспоненциально зависит от темп-ры T и, подобно др. термодинамич. ф-циям кристалла (напр., теплоёмкости), задаваемым состоянием фононной системы, является интегральной характеристикой фононного спектра и может быть выражен через плотность фононных состояний $g(\omega)$ (ω — частота). Для одноатомного кубич. кристалла:

$$W \approx \frac{P^2}{2M\hbar}\int [g(\omega)/\omega]\, cth\,(\hbar\omega/2kT)\, d\omega, \qquad (2)$$

где M — масса атомов, образующих кристалл. В предельном случае низких или высоких темп-р (по сравнению с *Дебая температурой* θ_D) Д.—У. ф. с хорошей точностью вычисляется в соответствии с Дебая теорией твёрдого тела. При этом для кубич. кристалла при высоких темп-рах $T \gg \theta_D$ (в пренебрежении различием трёх скоростей звука): $W \sim (^3/_2)(P^2T/Mk\theta_D^2)$. Предельное значение $W \sim (^3/_8)\,(P^2/Mk\theta_D) \to$ при $T \ll \theta_D$ определяется нулевыми колебаниями решётки, причём след. температурная поправка к величине W пропорц. $(T/\theta_D)^2$.

Д.—У. ф. при высоких темп-рах можно оценивать по ф-ле: $W \simeq x^2(T/T_{пл})(P^2k\theta_D)$, где $T_{пл}$ — темп-ра плавления кристалла, а безразмерный параметр x определяет, какую долю от размера *элементарной ячейки* составляет ср. квадрат теплового смещения атомов в точке плавления; для большинства твёрдых тел $x \sim 0{,}2-0{,}25$.

При описании эффекта Мёссбауэра величину, аналогичную Д.—У. ф., часто наз. фактором Лэмба — Мёссбауэра.

Лит.: Марадудин А. А., Монтролл Э., Вейсс Дж., Динамическая теория кристаллической решетки в гармоническом приближении, пер. с англ., М., 1965; Киттель Ч., Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1967; Харрисон У., Теория твёрдого тела, пер. с англ., М., 1972; Займан Дж., Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ., М., 1974; Анималу А., Квантовая теория кристаллических твёрдых тел, пер. с англ., М., 1981.

А. Э. Мейерович.

ДЕБАЯ — ШЕРРЕРА МЕТОД (метод поликристалла, метод порошка) — метод исследования мелкокристаллич. (поликристаллич.) материалов с помощью *дифракции рентгеновских лучей*.

Коллимированный пучок монохроматич. рентг. излучения [обычно K-серия характеристич. рентг. излучения (см. *Рентгеновские спектры*)] падает на поликристаллич. образец малого объёма (рис. 1). Дифрагированное излучение распространяется вдоль образующих соосных конусов, вершины к-рых расположены в образце, а ось совпадает с направлением первичного пучка (см. *Дебаеграмма*). Дифрагированное излучение регистрируется на рентг. фотоплёнке или ионизац. методом (в последнем случае дебаеграмма наз. дифрактограммой). Дифракц. линия (линия пересечения дифракц. конуса с фотоплёнкой) возникает при отражении излучения от одной из систем атомных плоскостей. Кассеты для фотоплёнки могут быть цилиндрическими с осью, перпендикулярной первичному пучку (собственно дебаевская рентг. камера), или плоскими, когда нет необходимости регистрировать все дифракц. линии. Если кристаллики, составляющие образец, относительно велики, то для получения равномерного распределения дифрагированного излучения по всей поверхности конуса и, следовательно, равномерного почернения линий на дебаеграмме образец вращают вокруг оси кассеты с небольшой угл. скоростью.

Угол между образующей к.-л. конуса, напр. i-го, и направлением первичного пучка равен $2\nu_i$; угол ϑ_i (брэгговский угол) связан *Брэгга—Вульфа условием* с межплоскостным расстоянием системы атомных плоскостей, дающих данное отражение. Определяя по дебаеграмме углы ϑ_i, можно вычислить межплоскостные

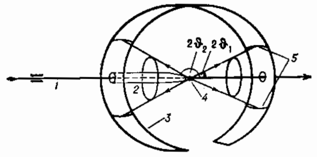


Рис. 1. Схема метода Дебая — Шеррера: *1* — первичный луч; *2* — коллиматор; *3* — рентгеновская плёнка в цилиндрической кассете; *4* — образец в форме столбика или проволоки, расположенный на оси кассеты; *5* — дифракционные линии на плёнке; ϑ_1, ϑ_2 — углы Брэгга.

расстояния в кристаллич. решётке образца. Эти данные в сочетании с измерением интенсивностей дифракц. линий позволяют определить размеры *элементарной ячейки*, тип решётки, точечную и иногда пространств. группу симметрии кристалла [1—3]. В простых случаях удаётся установить и координаты атомов в элементарной ячейке. Фотометрич. исследование профиля дифракц. линии позволяет установить распределение кристаллитов в образце по размерам и возникший по тем или иным причинам разброс значений параметра решётки в них.

Д.—Ш. м. применяется в технике, физике, химии, минералогии. С его помощью исследуют фазовый состав

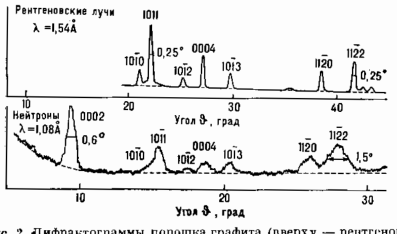


Рис. 2. Дифрактограммы порошка графита (вверху — рентгеновская дифрактограмма, внизу—нейтронограмма). Цифры у дифракционных максимумов указывают миллеровские индексы отражения.

образцов, структурные изменения, происходящие в них под влиянием старения, термической и механич. обработки, кинетику рекристаллизации и возврата металлов (см. *Металлофизика*), перестройку решётки под влиянием ионизирующего излучения. Этот метод позволяет исследовать текстуру пластически деформированных образцов, а с помощью прецизионных измерений положений дифракц. линий можно установить присутствие остаточных упругих напряжений ([4, 5]; см. *Рентгенография материалов*).

Аналогичный метод применяется в *нейтронографии* (рис. 2), в т. ч. магнитной.

Лит.: 1) Гиньс А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961, гл. 4, 5, 7, 8, 10; 2) Джеймс Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950, гл. 10; 3) Миркин Л. М., Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов, М., 1961; 4) Уманский Я. С., Рентгенография металлов, М., 1967; 5) Иверонова В. И., Ревкевич Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, М., 1978, гл. 5, 7. *А. В. Колпаков.*

ДЕ-БРО́ЙЛЕВСКАЯ ДЛИНА́ ВОЛНЫ́ — длина *волны де Бройля* частицы.

ДЕВИА́ТОР ДЕФОРМА́ЦИИ (от лат. devio — уклоняюсь в сторону) — тензор, определяющий в окрестности точки малую *деформацию*, не связанную с изменением объёма; выражается через компоненты тензора деформации ε_{ij} ф-лами:

$\text{э}_{11}=\varepsilon_{11}-\varepsilon$, $\text{э}_{22}=\varepsilon_{22}-\varepsilon$, $\text{э}_{33}=\varepsilon_{33}-\varepsilon$, $\text{э}_{12}=\varepsilon_{12}$, $\text{э}_{23}=\varepsilon_{23}$, $\text{э}_{31}=\varepsilon_{31}$, где $\varepsilon=(\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33})/3$ — ср. деформация. При этом $\text{э}_{11}+\text{э}_{22}+\text{э}_{33}=0$. Используется в механике сплошной среды.

ДЕВИА́ТОР НАПРЯЖЕ́НИЙ — тензор, определяющий напряжения в точке, не связанные с гидростатич. напряжением (всесторонним давлением). Д. н. выражается через компоненты тензора напряжений σ_{ij} (см. *Напряжение механическое*) ф-лами:

$s_{11}=\sigma_{11}-\sigma$, $s_{22}=\sigma_{22}-\sigma$, $s_{33}=\sigma_{33}-\sigma$, $s_{12}=\sigma_{12}$, $s_{23}=\sigma_{23}$, $s_{31}=\sigma_{31}$, где $\sigma=(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})/3$ — гидростатич. (среднее) напряжение. При этом $s_{11}+s_{22}+s_{33}=0$. Используется в механике сплошной среды.

ДЕВИА́ТОР СКОРОСТЕ́Й ДЕФОРМА́ЦИИ — тензор, определяющий часть тензора скорости *деформации*, не связанную с изменением объёма. Д. с. д. выражается через компоненты тензора скорости деформации так же, как девиатор деформации выражается через тензор деформации.

ДЕИОНИЗА́ЦИЯ газа — исчезновение носителей свободного электрич. заряда (положительных и отрицательных ионов и электронов) из занимаемого газом объёма после прекращения электрич. разряда. К Д. приводят объёмная *рекомбинация ионов и электронов*, их диффузия к границам занимаемого объёма и рекомбинация их на стенках, а также выход заряж. частиц из занимаемого объёма под действием внеш. электрич. поля. Время, необходимое для уменьшения концентрации носителей заряда в определ. число раз (напр., в 10^3 или в 10^6 раз от нач. концентрации), наз. временем Д. Оно является важной характеристикой газоразрядных и др. приборов, для работы к-рых существенно поддержание определ. степени *ионизации*. Время Д. зависит от природы газа, геометрии занимаемого им объёма, наличия и изменения во времени внеш. электрич. поля, а также от распределения полей пространственных зарядов.

Особенно медленно объёмная рекомбинация происходит в чистых электроположительных газах, не способных образовывать отрицат. ионы. Таковы применяемые в электровакуумных приборах Ar, Ne, He, Kr, Xe. В электроотрицат. газах, в к-рых нейтральные частицы образуются с помощью рекомбинации между собой положит. и отрицат. ионов, объёмная рекомбинация происходит быстрее на неск. порядков величины. Поэтому прибавление электроотрицательных примесей к чистым электроположит. газам значительно ускоряет Д. плазмы путём рекомбинации в объёме. В ряде случаев, напр. при работе антенных переключателей, практически важно исчезновение из разрядного промежутка именно электронов; поэтому нередко практич. значение имеет не время полной Д. разрядного промежутка, а время его деэлектронизации, т. е. время исчезновения свободных электронов. Это время сокращают прибавлением к основному газу электроотрицат. примесей.

При малых давлениях газа осн. роль для Д. плазмы играет рекомбинация заряж. частиц не в объёме, а на поверхности твёрдых тел при диффузии к ним электронов и ионов. На этом основаны применение спец. сеток и металлич. цилиндров около анодов в ртутных выпрямителях и др. приёмы изменения конфигурации разрядного промежутка. Малое расстояние между электродами также благоприятно для ускорения Д.

Лит.: Капцов Н. А., Электроника, 2 изд., М., 1956; Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971.

ДЕЙСТВИЕ — фундаментальная физ. величина, задание к-рой как ф-ции переменных, описывающих состояние системы, полностью определяет динамику системы. Исторически понятие Д. было введено в механике *голономных систем* (систем со связями, не зависящими от скоростей). Д. S для промежутка времени (t_1, t_2) определяется как

$$S=\int_{t_1}^{t_2} L(q_i, \dot{q}_i, t)\,dt, \qquad (1)$$

где $L=T-U$ — *Лагранжа функция*, зависящая от описывающих состояние системы обобщённых координат q_i и скоростей $\dot{q}_i=dq_i/dt$ $(i=1, \ldots, n;\ n$ — число степеней свободы) и, возможно, времени t. При этом кинетич. энергия T квадратична по скоростям, а потенциальная U не зависит от них. Исходными считались ур-ния Ньютона, а оправданием для введения понятия Д. служило наблюдение, что эти ур-ния получаются как *Эйлера — Лагранжа уравнения* в вариационном *наименьшего действия принципе:* $\delta S=0$ при независимых вариациях $\delta q(t)$ с условием $\delta q(t_1)=\delta q(t_2)=0$ на границе.

Ур-ниям Лагранжа

$$\frac{\partial L}{\partial q_i}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}=0 \qquad (1)$$

эквивалентны *Гамильтона уравнения*, получающиеся из требования $\delta S=0$ для Д. в эквивалентной (1) форме

$$S=\int_{t_1}^{t_2}\left[\sum_i p_i\dot{q}_i-H(p_i, q_i, t)\right]dt \qquad (2)$$

при независимых вариациях $\delta q_i(t)$ и $\delta p_i(t)$ (здесь H — Гамильтона ф-ция, p_i — обобщённые импульсы). Система обыкновенных дифференц. ур-ний Гамильтона $\dot{q}_i=\partial H/\partial p_i$, $\dot{p}_i=-\partial H/\partial q_i$ служит характеристич. системой для *Гамильтона — Якоби уравнения*

$$\frac{\partial S}{\partial t}=-H\left(\frac{\partial S}{\partial q_i},\ q_i,\ t\right), \qquad (3)$$

к-рое является нелинейным ур-нием в частных производных, а интегральные кривые ур-ний Гамильтона — характеристиками ур-ния (3). Д. есть полный интеграл ур-ния (3), $S=S(\alpha_i, q_i, t)+\alpha_{n+1}$, зависящий от $n+1$ произвольных постоянных α_k, и является производящей ф-цией канонического преобразования от переменных p_i, q_i к новым переменным $P_i=\alpha_i$, $Q_i=\partial S/\partial\alpha_i$. Новая ф-ция Гамильтона $H(P_i, Q_i, t)$ тождественно обращается в 0, вследствие чего новые переменные P, Q постоянны (и выражаются через нач. данные). Тем самым знание полного интеграла (3) сводит задачу интегрирования ур-ний движения к разрешению относительно q_i алгебраич. ур-ний $Q_i=\partial S(P_j, q_j, t)/\partial P_i$.

В совр. теоретич. физике Д. рассматривается как осн. фундамент. величина при формулировке любой теории, особенно полевой, а динамич. ур-ния выводятся из *вариационных принципов механики.* Задача построения теории формулируется как задача выбора обобщённых координат и скоростей, описывающих состояние системы, и вида ф-ции Лагранжа, зависящей от них. Значение понятия Д. возрастает для полевых систем ещё и потому, что важнейшие для них принципы инвариантности формулируются наиб. удобно и компактно как инвариантность Д. (см. *Лагранжев формализм, Лагранжиан*); в ряде случаев соображения инвариантности почти полностью определяют теорию. Напр., электродинамикой без источников наз. теория, где в качестве координат выбирают 4-потенциал $A_\mu(x)$, а требования релятивистской и калибровочной инвариантности и линейности ур-ний поля фиксируют Д. в виде

$$S=\int\left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}-\frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu}\right)^2 dx,$$

где $x=(\mathbf{x}, t)\equiv\{x_\mu\}$ — точка пространства-времени (см. *Потенциалы электромагнитного поля*). Кроме того, благодаря *Нётер теореме* инвариантность Д. относительно каждой однопараметрич. группы преобразований влечёт за собой закон сохранения одной, явно строящейся по ф-ции Лагранжа (или ф-ции Гамильтона) физ. величины.

Не менее фундаментальна роль Д. в квантовой теории, где состояния системы описываются векторами *гильбертова пространства*, а динамич. переменным отвечают операторы. Если базис пространства одномерной системы образован собств. векторами $|q\rangle$ оператора координаты, то стандартному постулату квантования эквивалентно определение амплитуды перехода $\langle q_2(t_2)|q_1(t_1)\rangle$ из состояния с координатой q_1 в момент t_1 в состояние с координатой q_2 в момент t_2 как *функционального интеграла*

$$\langle q_2(t_2)\,|\,q_1(t_1)\rangle=$$
$$=\int\Pi\,dq(t)\exp\left(-i/\hbar\int_{t_1}^{t_2}L(q, t)\right)dt, \qquad (4)$$

где Π (знак умножения) показывает, что интегрирование экспоненты от классич. Д. ведётся по всем возможным траекториям, начинающимся в q_1 в момент t_1 и кончающимся в q_2 в момент t_2. Такая функциональная формулировка особенно удобна для *квантовой теории поля*: она позволяет ясно следить за инвариантностью на всех этапах, в частности в процедуре перенормировки. Наконец, функциональная формулировка (4) проясняет переход к классич. теории: в квазиклассич. пределе $\hbar\to 0$, где фазы $S/\hbar$ велики, осн. вклад в интеграл даёт область, где S стационарно, т. е. $\delta S=0$ при вариации траекторий. Т. о., принцип наим. действия для классич. траекторий оказывается следствием квантовой динамики в квазиклассич. пределе. В определ. смысле Д. «более важно» для квантовой теории, чем для классической: квантовую динамику определяют все возможные траектории, а классическую — лишь экстремали.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; их же, Механика, 3 изд., М., 1973; Дирак П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Рамон П., Теория поля, пер. с англ., М., 1984.

В. П. Павлов.

ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ — оптич. изображение предмета, создаваемое сходящимися пучками реальных световых лучей в точках их пересечения. Д. и. может быть принято на экран или фотоплёнку. Подробнее см. *Изображение оптическое.*

ДЕЙСТВИЯ И ПРОТИВОДЕЙСТВИЯ ЗАКОН — третий из осн. законов механики (см. *Ньютона законы механики*).

ДЕЙСТВУЮЩИХ МАСС ЗАКОН — закон хим. термодинамики и кинетики, справедливый для идеальных газов и разбавленных растворов. В хим. термодинамике Д. м. з. устанавливает связь между равновесными концентрациями продуктов реакции и исходных веществ, в хим. кинетике — связь скорости хим. реакции с концентрациями исходных веществ и продуктов реакции. Получен К. Гульдбергом (C. Guldberg) и П. Вааге (P. Waage) из статистич. соображений в 1867, термодинамич. вывод дан Дж. Гиббсом (J. Gibbs) в 1875.

Пусть хим. реакция описывается ур-нием $\sum_i \nu_i A_i=0$,

где A_i — хим. символы исходных веществ и продуктов реакции, ν_i — стехиометрич. коэф., указывающие, сколько молекул i-го вещества возникает $(\nu_i>0)$ или исчезает $(\nu_i<0)$. При хим. равновесии, согласно Д. м. з., молярные концентрации c_i исходных веществ и продуктов реакции удовлетворяют ур-нию

$$\prod_i c_i^{\nu_i} = K_c(P,\ T),$$

$K_c(P,\ T)$ — константа хим. равновесия, зависящая от давления P и темп-ры T, при к-рых происходит реакция. Константа хим. равновесия $K_c(P,\ T) = P^{-\sum_i \nu_i} \times \exp\left\{-\sum_i \nu_i \chi_i(T)/kT\right\}$. Ф-ции $\chi_i(T)$ определяются связью хим. потенциалов μ_i реагирующих веществ с их парциальными давлениями $P_i = c_i P$, для идеальных газов $\mu_i = kT \ln P_i + \chi_i(T)$. Д.м.з. следует из этого соотношения и условия хим. равновесия $\sum_i \nu_i \mu_i = 0$.

Константу хим. равновесия можно выразить через молярную энергию Гиббса $g_i(P,\ T)$:

$$K_c(P,\ T) = \exp\left\{-\sum_i \nu_i g_i(P,\ T)/kT\right\}.$$

Отсюда следует, что $K_c(P,\ T)$ удовлетворяет ур-ниям

$$\left(\frac{\partial \ln K_c}{\partial P}\right)_T = -\frac{\Delta v}{RT},\quad \left(\frac{\partial \ln K_c}{\partial T}\right)_P = \frac{\Delta h}{RT^2},$$

где $\Delta v = \sum_i \nu_i v_i$ — изменение молярного объёма, $\Delta h = \sum_i \nu_i h_i$ — изменение молярной энтальпии системы при однократном протекании реакции согласно её ур-нию, R — газовая постоянная.

Статистич. физика позволяет вычислить константу хим. равновесия. Напр., для одноатомных газов $\chi_i(T) = \varepsilon_{0i} - (3/2)\, kT \ln kT - kT\zeta_i$, ε_{0i} — энергия на один атом при $T=0$, $\zeta_i = \ln(2\pi m_i h^{-2})^{3/2}$ — хим. постоянная газа [последняя ф-ла получена О. Сакуром (O. Sackur) и Г. Тетроде (H. Tetrode) в 1912], m_i — масса атома. Константа $\sum_i \nu_i \varepsilon_{0i}$ определяется экспериментально.

Если число молекул при хим. реакции не меняется $\left(\sum_i \nu_i = 0\right)$, то K_c не зависит от давления; если $\sum_i \nu_i \neq 0$, то при изменении давления хим. равновесие смещается, Д.м.з. определяет закон этого смещения.

Для хим. реакций в реальных газах и растворах используют модифициров. Д.м.з.: если вместо концентраций c_i ввести активности a_i, учитывающие отступление системы от идеальности, для хим. потенциала принять ф-лу $\mu = \mu_0 + kT \ln a$, аналогичную ф-ле идеальной системы $\mu_{\text{ид}} = \mu_0 + kT \ln c$, то можно сформулировать Д.м.з. для активностей.

В хим. кинетике скорость хим. реакции, происходящей в идеальном газе или разбавленном растворе согласно ур-нию $\nu_1 A_1 + \nu_2 A_2 + \ldots = \nu_1' A_1' + \nu_2' A_2' + \ldots$, $\nu_i > 0$, $\nu_i' > 0$, в соответствии с Д.м.з. равна

$$w = \nu_j'^{-1} dc_j'/dt = k \prod_i c_i^{\nu_i} - k' \prod_i c_i'^{\nu_i'},$$

где c_i и c_i' — концентрации исходных веществ и продуктов реакции, ν_i и ν_i' — их стехиометрич. коэф., k и k' — константы скоростей прямой и обратной реакций.

Д.м.з. в кинетике связан с тем, что для прямой реакции необходима встреча в малом объёме $\nu_1, \nu_2, \ldots$ молекул веществ $A_1, A_2, \ldots$, вероятность к-рой для идеального газа или разбавленного раствора пропорциональна (с коэф. пропорциональности k) произведению их концентраций $c_1^{\nu_1} c_2^{\nu_2} \ldots$. То же справедливо и для обратной реакции, вероятность к-рой пропорциональна $c_1'^{\nu_1'} c_2'^{\nu_2'} \ldots$, но с др. коэф. пропорциональности k'. При хим. равновесии суммарная скорость хим. реакции обращается в нуль, и для равновесного отношения концентраций продуктов реакции и исходных веществ получаем Д.м.з. с константой равновесия, равной отношению скоростей обратной и прямой реакций $K_c(P,\ T) = k'/k$. Д.м.з. в кинетике можно получить методами неравновесной термодинамики, а для вычисления k и k' требуется привлечение кинетич. теории газов или электролитов.

Лит.: Эпштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.—Л., 1948, гл. 9; Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955, § 13—14; де Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 10; Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш., Термодинамика, статистическая физика и кинетика, 2 изд., М., 1977, § 31; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 102.

Д. Н. Зубарев.

ДЕЙТЕ́РИЙ (от греч. déuteros—второй; лат. Deuterium), D или ^{2}H,— тяжёлый стабильный изотоп водорода с массовым числом 2; содержание в природном водороде 0,0156% (по массе). Масса 2,0141018 а. е. м. Ядро Д.— *дейтрон* — состоит из 1 протона и 1 нейтрона. Д. открыт в 1932 Г. Юри (H. Urey) совм. с сотрудниками спектральным методом.

Большое различие масс Д. и протия (^{1}H) обусловливает различие их свойств (изотопные эффекты). Так, $t_{\text{кип}}$ вещества, состоящего из молекул D_2, —23,57К, межъядерное расстояние в молекуле D_2—0,07416 нм, энергия диссоциации D_2 (при 0К) 439,68 кДж/моль (ср. с соответствующими значениями для H_2 в ст. *Водород*). Скорости химических реакций с участием веществ, содержащих Д., могут быть в 5—10 раз выше или ниже, чем с участием таких же веществ, содержащих протий.

Д. выделяют на основе различий свойств протия и Д. Так, используют особенность изотопного обмена в системе вода — сероводород, применяют ректификацию жидкого водорода, многоступенчатый электролиз водных растворов и т. д.

Д. служит меченым стабильным индикатором при проведении разл. хим., биохим. и др. исследований. Тяжёлая вода D_2O представляет собой лучший из известных замедлителей нейтронов. В водородных бомбах используется гидрид лития ^{6}LiD; при взрыве водородной бомбы протекают термоядерные реакции:

$$\mathrm{D}\,(d,\ \gamma)\,{}^4\mathrm{He},\ \mathrm{D}\,(t,\ n)\,{}^4\mathrm{He},\ {}^6\mathrm{Li}\,(d,\ \alpha)\,{}^4\mathrm{He}.$$

В будущем Д., возможно, станет основным ядерным топливом.

С. С. Бердоносов.

ДЕЙТРО́Н — связанное состояние протона и нейтрона, ядро одного из изотопов водорода — *дейтерия*. Обозначается ^{2}H или d. Является простейшей и наиб. хорошо изученной составной системой сильновзаимодействующих частиц. Осн. характеристики: масса 2,0135 а. е. м.; спин $I=1$; *изотопический спин* $T=0$; энергия связи $\mathscr{E}_{\text{св}}=2{,}24579$ МэВ; магн. момент $\mu_d = 0{,}857406$ ядерного магнетона; *квадрупольный электрический момент ядра* $Q = 2{,}859 \cdot 10^{-27}$ см^2; среднеквадратичный радиус (определяемый из упругого рассеяния электронов при небольших передачах импульса) $r_d = 1{,}963 \cdot 10^{-13}$ см.

Нуклоны в Д. в осн. находятся в триплетном $^3S_1$-состоянии (орбитальный момент $L=0$). Однако наличие квадрупольного момента, а также небольшое (2,5%) отличие μ_d от суммы магн. моментов протона μ_p и нейтрона μ_n свидетельствуют о примеси состояния $^3D_1$ ($L=2$). Это означает, что ядерные силы нецентральны, т. е. зависят не только от расстояния между нуклонами, но и от ориентации их спинов относительно соединяющего их радиуса-вектора. В Д. наиб. существенны нецентральные силы, вызванные однопионным обменом (см. *Ядерные силы*, *Ядро атомное*). Предположение, что магн. момент Д. складывается из магн. моментов протона, нейтрона и магн. момента, связанного с орбитальным движением протона, приводит к соотношению $\mu_d = \mu_n + \mu_p - {}^3/_2\,(\mu_n + \mu_p - {}^1/_2)\, p_D$, где p_D — доля состояния $^3D_1$. Отсюда получалось бы p_D~4%. Положение усложняется заметным вкладом обменных токов, наличие к-рых демонстрируется расхождением (~10%) эксперим. и теоретич. значений сечения захвата тепловых нейтронов ($n+p \to d+\gamma$). Наиб. надёжно доля $^3D_1$-состояния определяется по положению и величине провала в угл. зависимости сечения упругого рассеяния протонов и пионов высоких энергий на Д., откуда p_D=6,0—6,5%.

S- и D-волновые ф-ции при больших межнуклонных расстояниях r имеют вид:

$$u_S = A_S e^{-\alpha r},\ u_D = \eta A_S e^{-\alpha r},$$

где $\alpha = (m\mathscr{E}_{\text{св}})^{1/2}$, m — масса нуклона, A_S=0,8802, η=0,0271.

Структура Д. изучена весьма детально, напр. электрич. *формфактор* измерен до переданных Д. импульсов 2,5 ГэВ/с, что отвечает расстояниям $<0,2\cdot10^{-13}$ см. Информация о структуре Д. является важной составной частью при построении потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия.

Т. к. Д.— слабосвязанная система нуклонов, сечение взаимодействия с ним частиц высокой энергии с точностью до небольшой поправки (~ неск. %) равно сумме сечений на протоне и нейтроне. Поэтому Д.— уникальный источник данных о взаимодействиях нейтронов. Из-за сравнит. простоты Д. служит «пробным камнем» при разработке моделей ядерных реакций. Возбуждённых состояний Д. не имеет. Не исключена примесь (~1%) состояний, отличных от двухнуклонных (изобарные конфигурации, многокварковые состояния и т. п.).

Лит.: Ситенко А. Г., Тартаковский В. К., Лекции по теории ядра, М., 1972; Браун Д. Е., Джексон А. Д., Нуклон-нуклонные взаимодействия, пер. с англ., М., 1979. *В. М. Колыбасов.*

ДЕ́КА... (от греч. déka — десять) (да, *da*) — приставка для образования наименования кратных единиц, в 10 раз больших исходных. Напр., 1 дал=10 л.

ДЕКОРИ́РОВАНИЕ (от лат. decoro — украшаю) — метод обнаружения в кристаллах точечных *дефектов*, *дислокаций*, ступеней роста и др. нарушений идеальной структуры, заключающийся в осаждении на поверхности кристалла из газовой или жидкой фазы или введении в объём кристалла хим. путём веществ, оседающих в виде микрочастиц на дефектах и тем самым их выявляющих. Декорированные кристаллы изучают методами оптич. и *электронной микроскопии*. Метод Д. используется при исследовании процессов образования и роста кристаллов, их реальной структуры, *эпитаксии*, при изучении хим. реакций на поверхностях твёрдых тел.

Лит.: Декорирование поверхности твердых тел, М., 1976. *Б. К. Вайнштейн.*

ДЕКРЕМЕ́НТ ЗАТУХА́НИЯ (от лат. decrementum — уменьшение, убыль) (логарифмический декремент затухания) — количественная характеристика быстроты затухания колебаний в линейной системе; представляет собой натуральный логарифм отношения двух последующих максимальных отклонений колеблющейся величины в одну и ту же сторону. Т. к. в линейной системе колеблющаяся величина изменяется по закону $x = X_0 e^{-\alpha t}\sin\omega t$ (где постоянная величина α — коэф. затухания) и два последующих наиб. отклонения в одну сторону X_1 и X_2 (условно наз. «амплитудами» колебаний) разделены промежутком времени $T=2\pi/\omega$ (условно наз. «периодом» колебаний), то $X_1/X_2=e^{\alpha T}$, а Д. з. $d=\ln(X_1/X_2)=\alpha T$.

Так, напр., для механич. колебат. системы, состоящей из массы m, удерживаемой в положении равновесия пружиной с коэф. упругости k и испытывающей трение силой $F_{\text{т}}$, пропорциональной скорости v ($F_{\text{т}}=-bv$, где b — коэф. пропорциональности), Д. з.

$$d = \frac{\pi b}{m\sqrt{\frac{k}{m}-\frac{b^2}{4m^2}}}.$$

При малом затухании ($b^2/4m^2 \ll km$) $d \approx \pi b/\sqrt{km}$. Аналогично для электрич. контура, состоящего из индуктивности L, активного сопротивления R и ёмкости C, Д. з.

$$d = \frac{\pi R}{L\sqrt{\frac{1}{LC}-\frac{R^2}{4L^2}}}.$$

При малом затухании ($R^2/4L^2 \ll 1/LC$) $d \approx \pi R/\sqrt{L/C}$.

Для нелинейных систем закон затухания колебаний отличен от закона $e^{-\alpha t}$, т. е. отношение двух последующих «амплитуд» (и логарифм этого отношения) не остаётся постоянным; поэтому Д. з. не имеет такого определ. смысла, как для систем линейных.

ДЕЛЕ́НИЕ Я́ДЕР — процесс, при к-ром из одного атомного ядра возникают 2 (реже 3) ядра — осколка, близких по массе. Этот процесс энергетически выгоден для всех β-стабильных ядер с массовым числом A>100.

Историческая справка. Д. я. обнаружено в 1939, когда О. Ган (O. Hahn) и Ф. Штрасман (F. Strassmann) однозначно доказали, что в результате взаимодействия нейтронов с ядрами урана U появляются радиоакт. ядра с массами и зарядами примерно вдвое меньшими, чем масса и заряд ядра U. В том же году Л. Майтнер (L. Meitner) и О. Фриш (O. Frisch [1]) для обозначения этого процесса ввели термин «Д. я.» и отметили, что при этом выделяется огромная энергия, а Ф. Жолио-Кюри (F. Joliot-Curie) с сотрудниками и одновременно Э. Ферми (E. Fermi) с сотрудниками обнаружили, что при делении происходит испускание неск. нейтронов (нейтроны деления). Это послужило основой для выдвижения идеи самоподдерживающейся *ядерной цепной реакции* деления и использования Д. я. в качестве источника энергии. Основой совр. ядерной энергетики служит деление ядер ^{235}U, ^{239}Pu под действием нейтронов (см. *Ядерный реактор*).

Интерпретацию Д. я. как деления однородной заряж. жидкой капли под действием кулоновских сил предложили в 1939 одновременно Я. И. Френкель, Н. Бор (N. Bohr) и Дж. Уилер (J. Wheeler [2]). Капельная модель деления не потеряла значения до сих пор (см. *Капельная модель ядра*). В этой теории ядро в процессе деления изменяет форму: из сферического оно деформи-

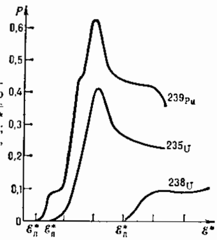


Рис. 1. Зависимость вероятности вынужденного деления ядер под действием дейтронов $P=\sigma(d, pf)/\sigma(d, p)$ от энергии $\mathscr{E}^*$ возбуждения делящегося ядра; $\sigma(d, pf)$ — сечение деления, $\sigma(d, p)$ — полное сечение.

руется сначала в вытянутый сфероид, у к-рого затем на экваторе образуется перетяжка. Возникает гантелеобразная фигура, и, когда перетяжка рвётся, образуются осколки. Конкуренция сил поверхностного натяжения, удерживающих ядро от развала, и кулоновских расталкивающих сил в капельной модели определяется параметром, наз. параметром делимости, к-рый пропорционален Z^2/A, где Z — ат. номер элемента. С увеличением параметра делимости растёт нестабильность атомного ядра относительно деления [3, 4].

В дальнейшем было обнаружено Д. я. под действием α-частиц, протонов, γ-квантов и др. Д. я., происходящее под действием разл. частиц, наз. вынужденным. Вынужденное Д. я. является разновидностью ядерных реакций и обозначается f, напр. деление ^{230}Th под действием нейтронов записывается в виде ^{230}Th(n, f). В 1940 К. А. Петржак и Г. Н. Флёров открыли самопроизвольное (спонтанное) Д. я. (см. ниже).

Вероятность деления. Вынужденное деление, в частности Д. я. нейтронами, конкурирует с др. ядерными реакциями под действием нейтронов. Вероятность вынужденного деления определяется отношением сечения деления σ_f к полному сечению захвата нейтрона σ_t. Вероятность P вынужденного деления зависит от энергии $\mathcal{E}^*$ возбуждения образующегося составного ядра, к-рая пропорциональна энергии $\mathcal{E}$ налетающей частицы (рис. 1). Эта зависимость имеет пороговый характер, причём для чётно-чётного ядра ^{238}U порог $\mathcal{E}_n$ превышает на 1 МэВ энергию связи нейтрона в ядре, а для чётно-нечётных ядер ^{235}U, ^{239}Pu порог деления примерно совпадает с энергией связи нейтрона. Это приводит к большому сечению деления ^{235}U и ^{239}Pu при малой кинетич. энергии бомбардирующих нейтронов (рис. 2), что и используется в ядерных реакторах на тепловых нейтронах.

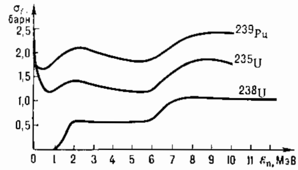


Рис. 2. Зависимость сечения деления ядер σ_f от энергии налетающих нейтронов $\mathcal{E}_n$.

В нек-рых случаях наблюдается немонотонный ход зависимости сечения деления σ_f от энергии налетающей частицы $\mathcal{E}$, обусловленный резонансной зависимостью вероятности деления P образующегося составного ядра от энергии его возбуждения $\mathcal{E}^*$. В случае ^{230}Th(n, f) ширина резонанса (*делительная ширина*) порядка 30 кэВ (рис. 3). При бомбардировке нейтронами малых энергий удаётся наблюдать расщепление широких резонансов на несколько более узких, что позволяет определить уровни составного ядра. Из сравнения энергетич. зависимости полного сечения σ_t захвата нейтрона ядром ^{240}Pu (рис. 4, *а*) и сечения деления σ_f (рис. 4, *б*) следует, что уровни составного ядра с большими делительными ширинами образуют группы. Ср. расстояние между группами ~650 эВ, ср. расстояние между уровнями составного ядра ~15 эВ. Т. о., в сечении деления ^{240}Pu возникает чётко выраженная резонансная структура, к-рая наблюдается и для нек-рых др. ядер (см. ниже).

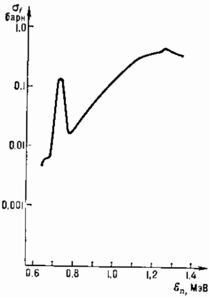


Рис. 3. Зависимость сечения деления ^{230}Th от энергии нейтронов $\mathcal{E}_n$.

Спонтанное деление. Спонтанно делящиеся изомеры. С ростом Z уменьшается стабильность ядра относительно процесса деления. Это приводит к заметному спонтанному делению ядер из осн. состояния. Именно неустойчивость относительно деления определяет граничное Z существующих в природе элементов (см. *Трансурановые элементы*).

Спонтанное Д. я. является разновидностью радиоактивного распада и характеризуется *периодом полураспада* $T_{1/2}$, связанного с вероятностью спонтанного деления. На рис. 5 представлены периоды полураспада $T_{1/2}$ относительно деления чётно-чётных ядер в зависимости от параметра делимости Z^2/A. Для более тяжёлых ядер видна немонотонная зависимость, связанная с проявлением оболочечных эффектов (см. *Оболочечная модель ядра*).

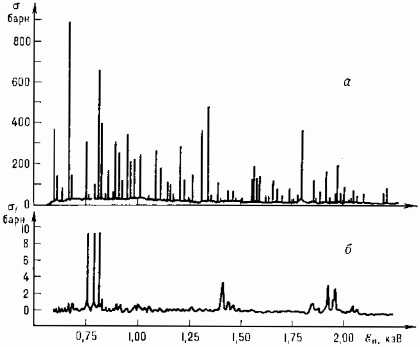


Рис. 4. Резонансная структура сечения деления ^{240}Pu+n: *а* — полное сечение реакции захвата ядром нейтрона; *б* — сечение деления.

В левом нижнем углу показаны периоды полураспада т. н. *спонтанно делящихся изомеров* U и Pu (см. *Изомерия ядерная*), к-рые образуются в ядерных реакциях. Наиб. период полураспада ($T_{1/2}$ = =$1{,}4\cdot10^{-2}$ с) из известных спонтанно делящихся изомеров принадлежит нечётно-нечётному ядру ^{242}Am. Выход из реакций делящихся изомеров невелик, а его зависимость от энергии бомбардирующих частиц имеет пороговый характер. Величина порога относительно энергии возбуждения составляет 2,5—3 МэВ. Следовательно, спонтанно делящиеся изомеры имеют сравнительно большую энергию возбуждения. Одновременно имеет место запрет на распад этого состояния путём излучения γ-квантов.

Рис. 5. Зависимость периодов спонтанного деления чётно-чётных ядер от параметра делимости.

Барьер деления. При большой энергии возбуждения потенц. энергия ядра ведёт себя подобно энергии деформации равномерно заряженной жидкой капли. Чтобы ядру разделиться, т. е. приобрести форму, предшествующую разрыву, оно должно преодолеть энергетич. барьер A, наз. **барьером деления** (рис. 6, *а*). Эту энергию в случае вынужденного деления ядро получает извне, напр. при захвате нейтрона. В случае спонтанного деления происходит туннельное просачивание через барьер (см. *Туннельный эффект*).

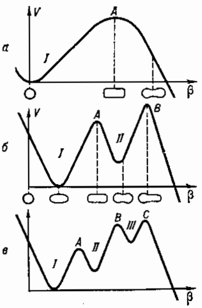


Рис. 6. Потенциальная энергия V ядра как функция параметра β, характеризующего его деформацию в процессе деления. Внизу — схематическое изображение эволюции формы ядра в процессе деления.

Когда энергия возбуждения ядра невелика, квантовые оболочечные эффекты приводят к осцилляциям потенц. энергии относительно параметра деформации ядра. При этом барьер деления приобретает двугорбый (рис. 6, *б*) или трёхгорбый (рис. 6, *в*) вид. Такое поведение потенц. энергии ядра позволяет наиб. просто объяснить как существование спонтанно делящихся изомеров, так и широких резонансов в зависимости сечения деления от энергии возбуждения ядра, а также группирование уровней составного ядра, обладающих большой делительной шириной.

Если проницаемость барьеров A и B невелика, то состояния ядра можно классифицировать по их принадлежности либо к яме I, либо к яме II. В свою очередь, состояния, принадлежащие определ. яме, как состояния сложной многочастичной структуры, можно разделить на простые (одночастичные) и коллективные состояния (вибрац. уровни) (см. *Коллективные возбуждения ядер*, *Колебательные возбуждения ядер*). Осн. состоянием делящегося ядра является наинизшее состояние в яме I, в то время как наинизшее состояние в яме II соответствует спонтанно делящемуся изомеру. Состояния, принадлежащие яме II, имеют большую делительную ширину, определяемую проницаемостью наружного барьера B. Это означает, что ядро в этих состояниях может находиться достаточно долго, пока благодаря туннельному переходу через барьер B оно разделится на 2 осколка. Распад спонтанно делящегося изомера в основное состояние ядра с излучением γ-квантов запрещён из-за малой проницаемости внутр. барьера A [5].

Широкий резонанс в сечении деления (рис. 3) обусловлен связью сложных состояний ядра в яме I с колебат. состояниями в яме II. Расщепление этого резонанса на ряд более узких (наблюдаемое экспериментально) обусловлено состояниями ядра на вершине барьера B с разл. значениями угл. момента ядра I и его проекции K на ось симметрии ядра (см. *Деформированные ядра*).

Предполагается, что делящееся ядро на вершинах барьеров A и B имеет разные переходные состояния, свойства к-рых обусловлены формой ядра. На барьере A ядро не обладает аксиальной симметрией, т. е. величина K не сохраняется, но зато есть зеркальная симметрия относительно плоскости, перпендикулярной наиб. оси ядра. На барьере B ядро имеет аксиальную симметрию, так что K сохраняется, но нарушена зеркальная симметрия (грушевидная форма ядра). Здесь уже существует асимметрия масс будущих осколков. Поэтому на барьере B состояния ядра с разной чётностью имеют разную энергию. Эти особенности формы ядра на вершине барьеров A и B играют важную роль при теоретич. описании угл. распределений осколков деления [6]. Характер зависимости сечения деления от энергии возбуждения $\mathscr{E}^*$ ядра при малых $\mathscr{E}^*$ сильно изменяется от ядра к ядру, т. к. вероятность деления зависит от положения уровней в яме II и их структуры.

Распределение осколков деления по массам. Осн. типом деления является деление на 2 осколка. Наиб. характерная его особенность при небольшой энергии возбуждения — асимметрия распределения осколков по массе. Для деления ^{235}U отношение ср. масс тяжёлого и лёгкого осколков $\sim 1{,}5$. В этом случае распределение осколков по массам имеет двугорбый вид (рис. 7). С увеличением энергии возбуждения возрастает вероятность симметричного деления, а вероятность асимметричного изменяется очень слабо. Для большой энергии возбуждения наиб. вероятным становится симметричное деление, т. е. распределение по массам становится одногорбым.

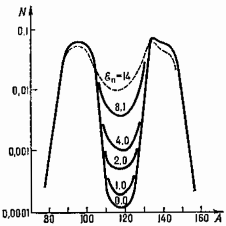


Рис. 7. Распределение осколков по массе для деления $^{235}U+n$ в зависимости от энергии нейтронов $\mathscr{E}_n$ (в МэВ); N — процентное содержание ядер — осколков с данным A (выход массы).

Отношение выхода масс в «пике» и «провале» распределения зависит также от Z^2/A делящегося ядра. Для деления нейтронами ^{230}Th оно $5 \cdot 10^4$, для ^{235}U — $6 \cdot 10^2$, для спонтанного деления ^{254}Cf — 150. С ростом Z и A делящегося ядра «пик» тяжёлого осколка в массовом распределении стоит на месте, а «пик» лёгкого осколка приближается к «пику» тяжёлого. Для спонтанного деления ^{258}Fm наблюдается одногорбое распределение, т. е. наиб. вероятно симметричное деление.

Сложная картина распределения осколков по массам наблюдается при делении относительно лёгких ядер. При делении ^{226}Ra протонами с энергией 11 МэВ наблюдается трёхгорбое распределение осколков по массам — один горб соответствует симметричному, два других — асимметричному делению. С ростом энергии возбуждения выход симметричного деления растёт. Для ещё более лёгких делящихся ядер (Bi+d), у к-рых деление становится заметным лишь при энергии возбуждения св. 20 МэВ, распределение осколков по массам симметрично.

Редко (один случай на $\sim$400 случаев деления на 2 осколка) происходит вылет третьей лёгкой заряж. частицы. Наиб. часто вылетают α-частицы, а суммарный выход остальных (p, d, t, Li и т. д.) не превышает 15% от выхода α-частиц. Тройное Д. я. наблюдается при высоких энергиях возбуждения.

Распределение осколков по кинетич. энергии. Выделение энергии на 1 акт деления тяжёлого ядра велико и при делении на 2 осколка распределяется в соответствии с данными:

Делящееся ядро	^{235}U	^{252}Cf
Кинетическая энергия осколков, МэВ	168	183
Кинетическая энергия нейтронов, МэВ	5	9
Энергия γ-квантов, МэВ	7	8
Энергия β-распада, МэВ	8	8
Полное энерговыделение, МэВ	188	208

Деление тяжёлых ядер на 3 осколка даёт ещё большее энерговыделение. Осн. вклад в энерговыделение вносит кинетич. энергия осколков (до 90%). Энерговыделение определяется кулоновским ускорением осколков и, следовательно, пропорционально величине $Z^2/A^{1/3}$ делящегося ядра. Эксперим. данные по ср. суммарной кинетич. энергии осколков $\bar{\mathscr{E}}_к$ пропорциональны этой величине. Величина $\bar{\mathscr{E}}_к$ практически не зависит от энергии возбуждения. Для небольшой энергии возбуждения $\overline{\mathscr{E}}_к$ уменьшается как для симметричного, так и для более асимметричного деления по сравнению с $\overline{\mathscr{E}}_к$ для наиб. вероятного деления. Ширина распределения $\overline{\mathscr{E}}_к \sim 25$ МэВ.

Распад осколков. Нейтроны деления. В момент образования осколки сильно деформированы и избыток потенц. энергии деформации переходит в энергию возбуждения осколков. Это возбуждение снимается «испарением» нейтронов и излучением γ-квантов. Ср. число нейтронов $\bar{\nu}$, испускаемое каждым осколком, сильно зависит от массы осколка. Для всех ядер с Z в области Th, Cf $\bar{\nu}$ в общем растёт с массой как для лёгкого, так и для тяжёлого осколка. Наименьшим $\bar{\nu}$ обладает тяжёлый осколок с массой, близкой к массе дважды магич. ядра ($A=132$, $Z=50$). Полное $\bar{\nu}$ от массы зависит слабо. Наблюдается сильная корреляция $\bar{\nu}$ и суммарной кинетич. энергии осколков. Величина $\bar{\nu}$ увеличивается с ростом Z делящегося ядра. Для спонтанного деления ν меняется от 2 для Pu до примерно 4 в случае Fm.

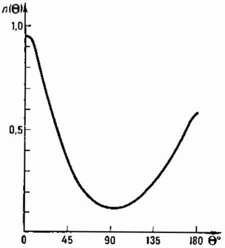


Рис. 8. Угловое распределение (в лабораторной системе координат) мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf; θ — угол между направлениями движения нейтрона и лёгкого осколка, n — число нейтронов.

Большинство нейтронов деления испускается за время $<4 \cdot 10^{-14}$ с. Эти нейтроны, наз. мгновенными, испаряются из осколков изотропно. Из-за движения осколков (в лаб. системе координат) угл. распределение нейтронов относительно импульса лёгкого осколка анизотропно (рис. 8). Ок. 10—15% мгновенных нейтронов имеет изотропное распределение. Обычно эти нейтроны либо вылетают в момент образования осколков, подобно тому, как образуются лёгкие заряж. частицы в тройном делении, либо испаряются не полностью ускоренными осколками. В лаб. системе координат энергетич. спектр хорошо описывается максвелловским распределением.

Излучение γ-квантов. После «испарения» нейтронов у осколков остаётся энергия возбуждения (в ср. меньшая, чем энергия связи последнего нейтрона), к-рая уносится γ-квантами. Спектр γ-квантов из осколков более мягкий, а число γ-квантов больше, чем при реакции (n, γ) (см. *Радиационный захват*). Суммарная энергия γ-квантов в общем больше, чем половина суммы энергий связи в лёгком и тяжёлом осколках. Эти явления объясняются сравнительно большим ср. угл. моментом осколков ($\sim$10 в единицах $\hbar$), благодаря к-рому возникает анизотропия (10%—15%) угл. распределения γ-квантов относительно оси разлёта осколков.

После «испарения» мгновенных нейтронов как лёгкие, так и тяжёлые осколки всё ещё перегружены нейтронами. Поэтому каждый осколок претерпевает в ср. 3—4 акта β-распада, к-рые могут сопровождаться запаздывающими нейтронами и γ-квантами.

Запаздывающие нейтроны составляют $\sim$1% всех нейтронов. Они вылетают из осколков с задержкой от 1 мин до неск. сотых 1 с. Эти нейтроны возникают при β-распаде нек-рых осколков, напр. ^{87}Br и ^{137}I, у к-рых энергия β-распада больше энергии связи нейтрона.

Лит.: 1) Фриш О., Уилер Дж., Открытие деления ядер, «УФН», 1968, т. 96, с. 697; 2) Уилер Дж., Механизм деления ядер, там же, с. 708; 3) Халперн И., Деление ядер, пер. с англ., М., 1962; 4) Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г., Ядерные свойства тяжёлых элементов, пер. с англ., в. 5, М., 1969; 5) Лихман Р. Б., Деление ядер, в сб.: Над чем думают физики, в. 10, М., 1974; 6) Струтинский В. М., Деление ядер, «Природа», 1976, № 9; 7) Данилян Г. В., Несохранение пространственной чётности при делении ядер, «УФН», 1980, т. 131, с. 329.

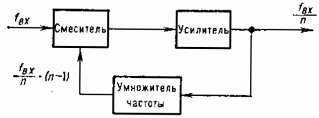
Г. А. Пик-Пичак.

ДЕЛИТЕЛЬ НАПРЯЖЕ́НИЯ — устройство для ослабления напряжения $u_{вх}$ в заданное число раз. Простейший Д. н. представляет собой цепочку n последовательно соединённых резисторов R_1, R_2, ..., R_n с отводами, что позволяет дискретно изменять выходное напряжение $u_{вых}$, снимаемое с группы резисторов с общим сопротивлением $R_{вых}$. Д. н. такого типа, как правило, используют для ослабления $u_{вх}$ в 1, 10, 100 раз. При делении пост. напряжения коэф. деления равен $k_д = u_{вх}/u_{вых} = \sum_{i=1}^{n} R_i/R_{вых}$ (если пренебречь сопротивлением источника и нагрузки). При делении перем. напряжения возникает зависимость $k_д$ от частоты из-за реактивных элементов. Для ослабления этой зависимости применяют компенсирующие резисторы. Д. н. применяют во входных цепях вольтметров и осциллографов для расширения их динамич. диапазонов. При этом прибегают к покаскадному соединению Д. н. с разл. степенями ослабления. Это позволяет изменять масштабы измеряемых напряжений в широких пределах. На перем. токе используют также ёмкостные и индуктивные Д. н. Пример индуктивного Д. н. — автотрансформатор.

М. А. Тронина.

ДЕЛИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ — электронное устройство, уменьшающее в целое число раз частоту подводимых к нему периодич. колебаний. Д. ч. используют в синтезаторах частоты, кварцевых и атомных часах, электронных частотомерах, системах фазовой автоподстройки частоты и пр. Для деления частоты применяют электронные счётчики (см. *Триггер*), параметрич. генераторы, синхронизацию генераторов и др., для деления НЧ — электронные счётчики, к-рые могут иметь практически любой коэф. деления и работать в полосе частот от нулевой до своей предельной частоты, для деления ВЧ и СВЧ — параметрич. генераторы. Синхронизацию генераторов с использованием явления *захватывания частоты* осуществляют в разл. диапазонах для преобразования сигналов малого уровня. В НЧ-диапазонах для этого обычно используют *релаксационные генераторы*, в ВЧ- и СВЧ-диапазонах — генераторы синусоидальных колебаний. Возможна синхронизация генератора, находящегося в режиме самовозбуждения или невозбуждённого генератора.

Принцип работы такого регенеративного Д. ч. можно пояснить при помощи функциональной схемы (рис.). Для осуществления деления на n схема должна содержать умножитель частоты с кратностью $n-1$, смеситель и усилитель, компенсирующий потери преобразования в умножителе и смесителе. Если в цепи обратной связи на выходе усилителя возникли колебания с частотой f, то после преобразования в умножителе частота колебаний равна $(n-1)f$. На выходе смесителя входной сигнал и сигнал умноженной частоты



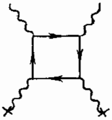
дадут колебание с частотой $f_{вх}-(n-1)f$. Очевидно, что в стационарном режиме в цепи обратной связи колебания существуют только при выполнении след. равенства: $f=f_{вх}-(n-1)f$, откуда $f=f_{вх}/n$. Если умножитель и смеситель наряду с преобразованием сигнала обеспечивают прохождение по цепи обратной связи непреобразованного сигнала, а параметры обратной связи для прямого прохождения таковы, что генератор самовозбуждается, то устройство в отсутствие входного сигнала переходит в автоколебат. режим. Подача входного сигнала соответствующей частоты приводит к захвату и синхронизации автоколебаний. Если непреобразованный сигнал не проходит или условия самовозбуждения генератора не выполняются, то в Д. ч. без входного сигнала колебания отсутствуют.

Лит.: Р и з к и н И. Х., Умножители и делители частоты, 2 изд., М., 1976; Д е м ь я н ч е н к о А. Г., Синхронизация генераторов гармонических колебаний, М., 1976.

А. М. Георгиевский.

ДЕЛЬБРЮКОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — процесс когерентного (без изменения частоты) рассеяния фотонов на кулоновском поле атомного ядра (на виртуальных фотонах). Теоретически предсказано М. Дельбрюком (M. Delbrück) в 1933. Впервые Д. р. наблюдалось в 1953 Р. Р. Вильсоном (R. R. Wilson). Сечение Д. р. сосредоточено в осн. в области малых углов рассеяния.

Д. р. является нелинейным эффектом *квантовой электродинамики*. Его механизм состоит в том, что фотон, налетающий на ядро, образует в его кулоновском поле электрон-позитронную пару, к-рая аннигилирует, испуская фотон первонач. энергии. Простейшая *Фейнмана диаграмма*, отвечающая Д. р., изображена на рис. Здесь волнистые линии — фотоны, волнистые линии с крестиком (означающим кулоновское поле) — виртуальные фотоны, петля соответствует рождению и аннигиляции e^+e^--пары.



Д. р. можно рассматривать как особый случай рассеяния света на свете (или фотона на фотоне). Однако сечение Д. р. в $\alpha^2 Z^4$ раз больше, чем сечение рассеяния фотонов фотонами, что облегчает эксперим. наблюдение эффекта (здесь $\alpha \approx 1/_{137}$, Z — заряд ядра в единицах заряда протона e).

В области энергий фотонов $\mathcal{E}_\gamma = \hbar\omega \ll mc^2$, где m — масса электрона, для $d\sigma_{++}$ ($d\sigma_{--}$) — сечения рассеяния право- или левополяризов. фотонов без изменения спинового состояния и для $d\sigma_{+-}$ ($d\sigma_{-+}$) — сечения рассеяния фотонов, в результате к-рого право- или левополяризов. фотон превращается в лево- или правополяризов. фотон, справедливы выражения

$$d\sigma_{++} = d\sigma_{--} = 1{,}004 \cdot 10^{-3} (Z\alpha)^4 r_0^2 \cos^4 (\vartheta/2)\, do, \qquad (1)$$

$$d\sigma_{+-} = d\sigma_{-+} = 3{,}81 \cdot 10^{-4} (Z\alpha)^4 r_0^2 \sin^4 (\vartheta/2)\, do, \qquad (2)$$

где ϑ — угол рассеяния фотона, do — элемент телесного угла, r_0 — классич. радиус электрона.

При высоких энергиях сечение Д. р. вперёд равно:

$$d\sigma\big|_{\vartheta=0} = \frac{49}{81\pi^2} (Z\alpha)^4 r_0^2 \left(\frac{\hbar\omega}{mc^2}\right)^2 \left[\ln^2 \frac{0{,}15\hbar\omega}{mc^2} + \frac{\pi^2}{4}\right] do. \qquad (3)$$

Первый член определяется мнимой, а второй — действит. частью амплитуды рассеяния. Действит. часть амплитуды соответствует виртуальным e^+e^--парам, мнимая — образованию реальных пар. Действит. часть амплитуды определяет сечение до энергий $\mathcal{E}_\gamma \sim 10$ МэВ, при $\mathcal{E}_\gamma > 10$ МэВ доминирует мнимая часть амплитуды. Ф-ла (3) справедлива для сечения в области малых углов рассеяния $\vartheta \ll (mc^2/\hbar\omega)^2$.

Полное сечение Д. р. для фотонов большой энергии стремится к пост. пределу: $\sigma = (98/81\pi)\, Z^4 \alpha^6 \hbar^2/m^2c^2$. Оно становится сопоставимым с сечением *Комптона эффекта* при энергиях $\sim$10 ГэВ. Из-за характерной для Д. р. направленности вперёд дифференц. сечение в области $\vartheta \approx 0{,}01°$ уже при $\mathcal{E}_\gamma = 300$ МэВ превосходит соответствующее сечение комптоновского рассеяния на три порядка.

Лит.: А х и е з е р А. И., Б е р е с т е ц к и й В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Б е р е с т е ц к и й В. Б., Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; J a u c h J. M., R o h r l i c h F., The theory of photons and electrons, 2 ed., N. Y.—[a. o.], 1980.

Л. И. Лапидус.

ДЕЛЬТА-ФУНКЦИЯ [δ-функция, $\delta(x)$] — наиболее употребительная из *обобщённых функций*, определяемая формальным соотношением

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x-a)\, f(x)\, dx = f(a)$$

для любой непрерывной ф-ции $f(x)$. Введена П. Дираком (P. Dirac) в 1926. Строгое определение Д.-ф. и обоснование правил действий с ней даётся теорией обобщённых ф-ций. В этой теории Д.-ф. определяется как непрерывный линейный функционал в пространстве непрерывных ф-ций. Равенство результатов интегрирования правой и левой частей с непрерывными ф-циями означает справедливость соотношений:

$$\delta(-x) = \delta(x);\ \ \delta(cx) = |c|^{-1}\,\delta(x)\ (c = \text{const});$$

$$\delta(\varphi(x)) = \sum_k \delta(x - x_k)\, |\varphi'(x_k)|^{-1}$$

[x_k — корни ур-ния $\varphi(x) = 0$] и т. д. В этом же смысле определяют Д.-ф. многомерного аргумента $\boldsymbol{x} = x_1, \ldots, x_n$: $\delta(\boldsymbol{x}) = \delta(x_1) \ldots \delta(x_n)$. Используют также интегр. представление

$$\int \exp\{i\,(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x})\}\, d\boldsymbol{x} = (2\pi)^n\, \delta(\boldsymbol{k}).$$

Д.-ф. незаменима при матем. описании идеализиров. ситуаций, когда физ. величина (масса, заряд, интенсивность источников тепла и т. п.) сосредоточена в точке: Д.-ф. задаёт распределение плотности такой величины. Напр., плотность $\rho(x) = e\delta(x)$ отвечает заряду e в точке x.

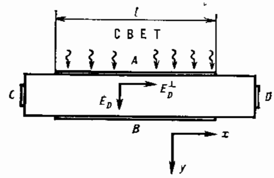
Д.-ф. используют в совр. матем. физике при построении обобщённых и фундам. решений дифференц. ур-ний, *Грина функций* краевых задач, при нормировке собств. ф-ций непрерывного спектра и т. д.

Лит.: Д и р а к П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; В л а д и м и р о в В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981.

В. П. Павлов.

ДЕЛЯЩИЕСЯ ИЗОМЕРЫ — изомерные состояния ядер (см. *Изомерия ядерная*) с высокой вероятностью спонтанного деления. Известно ок. 30 ядер (изотопы U, Pu, Am, Cm, Bk), для к-рых вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии больше, чем в основном, примерно в 10^{26} раз (см. *Деление ядер*).

ДЕМБЕРА ЭФФЕКТ — возникновение электрич. поля в однородном полупроводнике при его неравномерном освещении. Установил X. Дембер (H. Dember) в 1931, теория дана Я. И. Френкелем в 1933. Относится к числу *фотогальванических эффектов*. Напр., поле Дембера



E_D возникает при освещении образца, сильно поглощающего свет, через полупрозрачный электрод A (рис.). Избыточные электроны и дырки, создаваемые светом у освещаемой поверхности, диффундируют в глубь образца в направлении Oy (см. *Диффузия носителей заряда в полупроводниках*). Т. к. коэф. диффузии у электронов $D_э$ и дырок $D_д$ различен, то в полупроводнике возникает электрич. поле, к-рое (при малой концентрации избыточных носителей) связано с градиентом концентрации фотоносителей:

$$E_D = \frac{kT}{l} \cdot \frac{D_д - D_э}{n_0 D_э + p_0 D_д} \cdot \frac{dn}{oy}. \qquad (*)$$

Здесь n_0 и p_0 — темновые концентрации электронов и дырок [1, 3]. $E_д$ замедляет более подвижные и ускоряет менее подвижные носители.

Эдс Дембера практически не может быть измерена, т. к. в фотоэдс между электродами A и B доминирующий вклад вносит вентильная эдс на электроде A. Исключением является поперечная эдс Дембера в анизотропных кристаллах, к-рая создаётся электрич. полем $E_D^{\perp}$, перпендикулярным градиенту концентрации. Она возникает, если образец вырезан под углом к кристаллографич. осям, и измеряется между электродами C и D. Величина эдс равна $E_D^{\perp}l$, где l — длина освещённого участка, а поле $E_D^{\perp}$ пропорционально т. н. коэф. анизотропии $a=D_{д1}/D_{д2}-D_{э1}/D_{э2}$, индексы 1 и 2 указывают компоненты тензоров коэф. диффузии по гл. кристаллографич. осям [4, 5].

Лит.: 1) Рывкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; 2) Тауц Я., Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, пер. с чеш., М., 1962; 3) Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; 4) Кикоин И. К., Лазарев С. Д., Новый фотопьезоэлектрический эффект в полупроводниках, «ЖЭТФ», 1965, т. 47, с. 780; 5) Жадько И. П. и др., Анизотропия электрических и фотоэлектрических свойств In_2Se, «ФТТ», 1965, т. 7, с. 1777. *Г. Е. Пикус.*

ДЕМОДУЛЯЦИЯ — то же, что *детектирование*; иногда Д. наз. также уменьшение глубины модуляции в результате к.-л. искажения модулиров. сигнала.

ДЕПОЛЯРИЗА́ЦИЯ СВЕ́ТА — уменьшение степени поляризации света в результате его взаимодействия со средой. При рассеянии света на ансамблях оптически анизотропных молекул или микрочастиц Д. с. может являться следствием того, что индуциров. диполи оказываются непараллельными действующему вектору световой волны (см. *Поляризация света*). К Д. с. люминесценции растворов приводит поворот молекулы за время жизни фотовозбуждённого состояния. Деполяризация люминесценции конденсиров. сред может быть также связана с эффектами переноса энергии возбуждённых молекул к невозбуждённым. На явлении деполяризации люминесценции в магнитном поле основан *Ханле эффект*, широко применяемый в спектроскопии атомов и полупроводников для исследований магнитных свойств и динамики возбуждённых электронных состояний.

Часто под Д. с. понимают процедуру искусств. снижения степени поляризации света, необходимую для проведения эксперимента или функционирования определ. оптич. устройства. В тех случаях, когда потери яркости пучка допустимы, для этой цели используют рассеяние света в мутной среде или на матовой поверхности. Задача полной (или, точнее, истинной) Д. с. без снижения яркости светового пучка представляется практически неразрешимой. Поэтому при решении конкретных задач поляризац. оптики процедуру истинной Д. с. заменяют процедурой псевдополяризации. При этом каждая монохроматич. компонента светового пучка в каждый момент времени и в каждой точке пространства (точнее в пределах любой площадки когерентности) сохраняет исходную степень поляризации, но вследствие пространственной, временно́й или спектральной модуляции состояния поляризации пучок в целом для практических целей становится неотличимым от неполяризованного. Временна́я модуляция состояния поляризации света может осуществляться, напр., путём вращения с разными скоростями помещённых в световой пучок линейных фазовых пластинок. Для получения пространственной (по сечению пучка) поляризац. модуляции могут использоваться клиновидные фазовые пластинки. При работе с пучками широкого спектрального состава эффективными псевдодеполяризаторами могут служить сильнохроматич. фазовые пластинки, изготовленные из прозрачных кристаллов с большим *двойным лучепреломлением* (т. н. деполяризаторы Лио). Их использование приводит к спектральной модуляции поляризац. состояния света.

Если падающий на деполяризующую среду свет полностью поляризован, то в качестве меры Д. с. на выходе из среды обычно используют отношение интенсивности компоненты, поляризованной ортогонально исходной поляризации, к интенсивности компоненты, совпадающей по поляризации с исходной.

Лит. см. при ст. *Поляризация света.* *В. С. Запасский.*

ДЕ СИ́ТТЕРА ГРУ́ППА — группа движений (т. е. преобразований, сохраняющих метрику) пространства-времени пост. кривизны, т. н. пространства де Ситтера (см. *Де Ситтера пространство-время*). Д. С. г. представляет собой 10-параметрич. группу Ли, её используют для анализа геометрии пространства де Ситтера и построения квантовой теории полей в этом пространстве. Особая роль пространства де Ситтера связана с тем, что оно описывает нетривиальное гравитац. поле, обладающее максимально возможной (10-параметрич.) симметрией. Кроме пространства де Ситтера, 10-параметрич. группой движений обладает лишь *Минковского пространство-время*, соответствующее нулевому гравитац. полю.

Пространство де Ситтера S — 4-мерное искривлённое пространство, к-рое можно определить как псевдосферу $(x^1)^2+(x^2)^2+(x^3)^2+(x^4)^2-(x^5)^2=\rho^2$ в 5-мерном псевдоевклидовом пространстве $E_{4,1}$ с метрикой, определяемой выражением

$$ds^2=(dx^1)^2+(dx^2)^2+(dx^3)^2+(dx^4)^2-(dx^5)^2.$$

Число ρ играет роль радиуса кривизны пространства де Ситтера. Пространство $E_{4,1}$ обладает группой движений, к-рая кроме сдвигов (трансляций) включает псевдоортогональные преобразования; они сами по себе образуют группу $O(4, 1)$, причём преобразования из этой группы переводят псевдосферу S в себя и сохраняют метрику на ней, т. е. являются движениями пространства S. Группу $O(4,1)$ наз. Д. С. г. Иногда под Д. С. г. понимают подгруппу $SO(4, 1)$, к-рая выделяется требованием, чтобы все входящие в неё линейные преобразования (матрицы) обладали единичным детерминантом. Пространство де Ситтера можно отождествить с фактор-пространством Д. С. г. по подгруппе Лоренца (см. *Лоренца группа*), $S=SO(4, 1)/SO(3, 1)$. Иногда рассматривают пространство де Ситтера 2-го рода (или антидеситтеровское пространство). Его можно представить как псевдосферу S', определяемую ур-нием

$$(x^1)^2+(x^2)^2+(x^3)^2-(x^4)^2-(x^5)^2=\rho^2$$

в 5-мерном псевдоевклидовом пространстве $E_{3,2}$ с метрикой, определяемой выражением $ds^2=(dx^1)^2+(dx^2)^2+(dx^3)^2-(dx^4)^2-(dx^5)^2$. Группой движений пространства S' является группа $SO(3, 2)$ [или $O(3, 2)$] псевдоортогональных преобразований пространства $E_{3,2}$. Эту группу также наз. Д. С. г.

В пределе $\rho\to\infty$ любая сколь угодно малая окрестность любой точки пространства де Ситтера (1-го или 2-го рода) переходит в пространство Минковского, а Д. С. г. на этой области переходит в *Пуанкаре группу*.

Д. С. г. порождается поворотами в 10 координатных плоскостях 5-мерного пространства. Формальная замена $x_k\to ix_k$ для части координат делает метрику евклидовой, а Д. С. г. переходит в группу $SO(5)$. Каждый элемент её представляется, например, в виде $g=\prod_{i<j}\exp(\Sigma\alpha_{ij}M_{ij})$, где α_{ij} — веществ. параметры, а $M_{ij}=x_j\partial/\partial x_i-x_i\partial/\partial x_j$ — генераторы поворотов, образующие *Ли алгебру* группы $SO(5)$:

$$[M_{ij},\ M_{kl}]=\delta_{ik}M_{jl}-\delta_{jk}M_{il}-\delta_{il}M_{jk}+\delta_{jl}M_{ik}.$$

Алгебра Ли Д. С. г. получается обратной заменой $ix_k\to x_k$. Алгебры Ли групп $SO(4,1)$, $SO(3, 2)$ и $SO(5)$ являются разл. вещественными формами одной и той же комплексной алгебры Ли. По этой причине конечномерные представления Д. С. г. можно получить из конечномерных представлений группы $SO(5)$ умножением на мнимую единицу матриц, представляющих нек-рые из генераторов. Получающиеся в результате представления Д. С. г. оказываются неунитарными. Унитарные неприводимые представления Д. С. г. (кроме тривиального) являются бесконечномерными.

Лит.: Виленкин Н. Я., Специальные функции и теория представлений групп, М., 1965; Менский М. Б., Метод индуцированных представлений: пространство-время и концепция частиц, М., 1976; Барут А., Рончка Р., Теория представлений групп и ее приложения, пер. с англ., т. 1—2, М., 1980. *М. Б. Менский.*

ДЕ СИТТЕРА ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ — четырёхмерное пространство-время постоянной кривизны. Подобно *Минковского пространству-времени*, Д. С. п.-в. максимально симметрично и (в зависимости от знака кривизны) обладает 10-параметрич. группой симметрии $O(4, 1)$ (Д. С. п.-в. 1-го рода) или $O(3, 2)$ (Д. С. п.-в. 2-го рода, или антидеситтеровское пространство, см. *Де Ситтера группа*). Д. С. п.-в. является частным однородным и изотропным решением ур-ний Эйнштейна общей теории относительности (см. *Тяготение*), в правой части к-рых на месте тензора энергии-импульса материи T^{ν}_{μ} стоит т. н. космологич. постоянная Λ, т. е. $(8\pi G/c^4)\,T^{\nu}_{\mu}=\Lambda\delta^{\nu}_{\mu}$, где G — гравитац. постоянная, δ^{ν}_{μ} — символ Кронекера (μ, $\nu=0$, 1, 2, 3). Именно в этом контексте оно было введено В. де Ситтером (W. de Sitter) в 1917. Тензор кривизны Д. С. п.-в. выражается через его метрич. тензор $g_{\mu\nu}$ ф-лой $R_{\mu\nu\rho\sigma}=\frac{1}{3}\Lambda\,(g_{\mu\sigma}g_{\nu\rho}-g_{\mu\rho}g_{\nu\sigma})$. Наиб. интерес представляет Д. С. п.-в. 1-го рода, соответствующее случаю $\Lambda>0$. Оно наиб. просто реализуется в виде гиперболоида в 5-мерном псевдоевклидовом пространстве (одна координата — временна́я, остальные — пространственные). Д. С. п.-в. 1-го рода обладает *горизонтом событий* (см. *Чёрные дыры*), поэтому, в отличие от пространства-времени Минковского, для любого события в нём *световой конус* будущего (совпадающий с областью причинного влияния данного события) не покрывает при $t\longrightarrow\infty$ всего пространства. С точки зрения космологии Д. С. п.-в. 1-го рода является частным случаем однородных и изотропных моделей Фридмана (см. *Космология*), в к-рых плотность обычной материи равна нулю, а масштабный фактор (размер Вселенной) имеет след. зависимость от времени: $a(t)=cH^{-1}\operatorname{ch}(Ht)$, $a(t)=a_0e^{Ht}$ и $a(t)=cH^{-1}\operatorname{sh}(Ht)$ соответственно для закрытой, плоской и открытой моделей Фридмана, где $H=(\Lambda c^2/3)^{1/2}$, $a_0=\mathrm{const}$ (все три решения описывают одно и то же пространство-время в разных системах отсчёта, но только первое из них покрывает Д. С. п.-в. полностью). Экспоненц. быстрое расширение при $t\longrightarrow\infty$ есть результат гравитац. отталкивания, вызванного космологич. постоянной.

Д. С. п.-в. 1-го рода играет важную роль в космологии в двух случаях. Во-первых, если $\Lambda>0$, то космологич. модели Фридмана будут асимптотически стремиться к Д. С. п.-в. при $t\to\infty$ (для закрытой модели Фридмана это утверждение верно, если влияние космологич. постоянной на эволюцию модели станет существенным ранее, чем произойдёт смена расширения на сжатие, вызванная кривизной 3-мерного пространства). Т. о., при $\Lambda>0$ Д. С. п.-в. может приближённо описывать будущее нашей Вселенной. Во-вторых, согласно сценарию *раздувающейся Вселенной*, наша Вселенная могла приближённо совпадать с Д. С. п.-в. (или его частью) и испытывать экспоненц. расширение в течение нек-рого времени в прошлом, на очень раннем этапе своей эволюции. При этом необходимая эффективная космологич. постоянная создаётся квантово-гравитац. эффектами (см. *Квантовая теория гравитации*) или потенц. энергией нек-рого квантового скалярного поля, возникающего в моделях *великого объединения* взаимодействий или в теории *супергравитации*. Несмотря на относит. непродолжительность такой деситтеровской стадии, Вселенная за это время могла расшириться от сверхмикроскопич. размеров $\sim10^{-33}$ см до громадных масштабов, к-рые к настоящему моменту будут значительно превосходить размер видимой части Вселенной ($\sim10^{28}$ см). В этом случае наблюдаемая в настоящее время высокая степень крупномасштабной однородности и изотропии видимой части Вселенной объясняется тем, что в нек-ром интервале времени в прошлом она находилась в максимально симметричном деситтеровском состоянии.

Лит.: Хокинг С., Эллис Дж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977. *А. А. Старобинский.*

ДЕСОРБЦИЯ (от лат. de- — приставка, означающая удаление, и sorbeo — поглощаю) — процесс, обратный *адсорбции* и *абсорбции*, при к-ром поглощённое вещество покидает поверхность или объём адсорбента. Д. адсорбиров. атомов и молекул происходит в результате их колебат. движения вдоль связи адсорбат — адсорбент с частотой τ_0. Процесс Д. всегда характеризуется энергией активации $\mathcal{E}_d=Q+\mathcal{E}_a$, где Q — теплота адсорбции, а $\mathcal{E}_a$ — энергия активации адсорбции. Кинетика Д. в рамках адсорбц. модели Ленгмюра может быть описана ур-нием:

$$w_d=-\frac{d\theta}{dt}=f(\theta)\cdot k_d\exp\left(-\frac{\mathcal{E}_d}{RT}\right),$$

где w_d — скорость Д., k_d — константа скорости Д., θ — степень заполнения поверхности адсорбента молекулами адсорбата, t — время, T — абс. темп-ра, $f(\theta)$ — ф-ция, определяемая характером взаимодействия адсорбата с адсорбентом, состоянием поверхности, латеральным взаимодействием в адсорбиров. слое и др. факторами, трудно поддающимися строгому количественному учёту. Методами статистич. физики удаётся получить явное выражение для $f(\theta)$ и k_d в жёстких рамках выбранных моделей потенциалов взаимодействия частиц адсорбата и адсорбента.

При повышении темп-ры в системе в первую очередь Д. будут подвергаться молекулы, адсорбированные на тех центрах адсорбции, для к-рых $\mathcal{E}_d$ минимальна. Этот эффект положен в основу эксперим. метода — термодесорбционной спектроскопии, при помощи к-рого изучают кинетику адсорбц. процессов, энергетич. распределение центров адсорбции, определяют теплоты адсорбции. При регистрации спектра термодесорбции темп-ру повышают, как правило, в программируемом режиме. Кол-во десорбирующего вещества регистрируется манометром или определяется хроматографически. Если нагрев адсорбента производится быстро, то полная Д. наступает практически сразу, и по кол-ву десорбиров. вещества можно рассчитать величину адсорбции Г. Эта разновидность метода термодесорбции наз. флэш-десорбцией (или методом вспышки).

Наряду с традиционной — тепловой — активизацией процесса Д. используются относительно новые методы ускорения десорбц. процессов в вакууме. Под действием электронного пучка возникает электронностимулированная десорбция, под действием света — фотостимулированная десорбция. Электрич. поля с достаточно высокими значениями напряжённости вызывают *десорбцию полем* (с поверхности нек-рых полупроводников Д. происходит при невысоких значениях напряжённости поля). Д. можно вызвать также ионными пучками достаточно высоких энергий, а также атомными и молекулярными пучками. Д. активизируется поверхностными УЗ-колебаниями определ. типа (волнами Рэлея). Механизмы этих явлений не всегда детально изучены, напр. при фотодесорбции часто не удаётся определить сечения разл. каналов диссипации энергии и, следовательно, отделить тепловое действие света от фоторождения электронов и дырок, поверхностная концентрация к-рых существенно влияет на кинетику Д. Десорбц. потоки в вакууме наряду с нейтральной содержат заряж. компоненты (кроме термодесорбц. потоков при низких темп-рах).

Адсорбционно-десорбц. явления часто сопровождаются гистерезисом, проявляющимся, напр., в том, что десорбц. ветвь изотермы адсорбции (кривая, получаемая при снижении парциального давления адсорбата) смещена относительно адсорбц. ветви в область более низких значений давления. Причин гистерезиса несколько. Для пористых адсорбентов он связан с различием процессов заполнения и освобождения пористой структуры, для более компактных адсорбентов — с трёх- и двумерными фазовыми переходами на их поверхности, с энергетич. неоднородностью поверхности.

Адсорбционно-десорбц. гистерезис можно наблюдать на изобарах и в др. режимах. Его используют при определении истинной величины поверхности пористых адсорбентов, работы гетерогенного образования зародышей новой фазы, теплот фазовых переходов и др. характеристик поверхностных явлений.

Д. находит широкое применение в пром-сти. Она играет важную роль в процессах сушки разл. материалов, регенерации гетерогенных катализаторов, работе адсорбц. насосов и пр., лежит в основе процессов рекуперации (извлечения из адсорбентов и абсорбентов поглощённых ими ценных газообразных, парообразных и растворённых веществ).

Лит.: Любитов Ю. Н., Эффузия и процессы на поверхности, «УФН», 1976, т. 119, с. 641; Новое в исследовании поверхности твердого тела, пер. с англ., в. 1—2, М., 1977; Методы анализа поверхностей, пер. с англ., под ред. А. Зандерны, М., 1979; см. также лит. при ст. *Адсорбция*.

А. Х. Керoглу, Ю. Н. Любитов.

ДЕСО́РБЦИЯ ПО́ЛЕМ — удаление адсорбированных на поверхности проводника атомов или молекул сильным электрич. полем (напряжённостью $E \sim 10^7$—10^8В/см). Д. п. наблюдается в широком интервале темп-р, в частности при сколь угодно низких темп-рах. Удаляемые частицы ионизованы. Удаление сильным полем собств. атомов поверхности наз. **испарением полем**. Наиб. полно изучена Д. п. с металлич. подложки в поле, ускоряющем положит. ионы. Д. п. с образованием отрицат. ионов изучена хуже из-за экранирующего действия *автоэлектронной эмиссии*.

Д. п. и испарение полем можно рассматривать как термич. испарение ионов, преодолевающих за счёт теплового возбуждения потенциальный барьер, сниженный сильным электрич. полем (аналогично *термоэлектронной эмиссии* в сильном электрич. поле, см. также *Шоттки эффект*). Д. п. можно рассматривать и как *поверхностную ионизацию* в сильном электрич. поле. Для частиц с относительно низкой энергией ионизации и для не слишком низких темп-р теория удовлетворительно определяет кратность заряда ионов и объясняет наблюдаемую связь между десорбирующим полем E и темп-рой T для одной и той же скорости Д. п.:

$$E=(ne)^{-3}\left[\Lambda+I_n-n\Phi-kT\ln(\tau/\tau_0)\right]^2. \qquad (1)$$

Здесь n — кратность ионизации, e — заряд электрона, Λ — теплота сублимации адсорбиров. вещества, I_n — полная энергия n-кратной ионизации удаляемой частицы, Φ — работа выхода поверхности, τ — ср. время преодоления частицей энергетич. барьера высотой $Q=\Lambda+I_n-n\varphi-(n^3e^3E)^{1/2}$, τ_0 — период колебания частицы в потенц. яме.

Для больших энергий ионизации и для низких темп-р, когда термич. возбуждение не обеспечивает преодоления барьера, теория Д. п. усложняется. Привлекается механизм туннельного «просачивания» ионов через барьер (см. *Туннельный эффект*), учитываются проникновение поля в проводник, *поляризуемость* поверхностных атомов. Строгой теории Д. п., объясняющей всю совокупность накопленных экспериментальных фактов, пока нет.

Эксперименты с Д. п. позволяют определять энергии связи с матрицей адсорбиров. частицы. Д. п. применяют для холодной очистки острий в полевой эмиссионной микроскопии, как один из методов получения интенсивных ионных пучков, напр. в ионных источниках *масс-спектрометров*. Д. п. и испарение полем — осн. процессы, обеспечивающие получение ионов в *атомном зонде* (сочетание полевого ионного микроскопа с масс-спектрометром).

Лит.: Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969; Мюллер Э., Цонг Т., Автоионная микроскопия, пер. с англ., М., 1972; их же, Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980.

В. Н. Шредник.

ДЕТА́ЛЬНОГО РАВНОВЕ́СИЯ ПРИ́НЦИП (детального баланса принцип) — общий принцип квантовой механики и статистич. физики, согласно к-рому для изолиров. системы вероятность w_{mn} прямого перехода $n\to m$ между квантовыми состояниями n и m равна вероятности обратного перехода $m\to n$,

$$w_{mn}=w_{nm}. \qquad (1)$$

Д. р. п. является следствием осн. принципов квантовой механики, в частности симметрии квантовых ур-ний движения относительно *обращения времени*. Если квантовая система взаимодействует с другой большой системой (термостатом), то, согласно Д. р. п.,

$$w_{mn}/w_{nm}=\exp\left[(\mathcal{E}_n-\mathcal{E}_m)/kT\right], \qquad (2)$$

где $\mathcal{E}_n$, $\mathcal{E}_m$ — энергии состояний n и m.

В случае, когда состояния n и m вырождены или уровни расположены очень плотно, так что вычисляется вероятность перехода между состояниями в элементах фазового объёма, то, согласно Д. р. п., равны вероятности перехода, отнесённые к одному конечному состоянию:

$$w_{mn}/\rho(\mathcal{E}_m)=w_{nm}/\rho(\mathcal{E}_n), \qquad (3)$$

где $\rho(\mathcal{E}_m)$, $\rho(\mathcal{E}_n)$ — плотности состояний с энергией $\mathcal{E}_m$, $\mathcal{E}_n$.

Вероятность перехода входит в *кинетическое уравнение основное* для вероятности P_n заполнения квантового уровня n:

$$\frac{\partial P_n}{\partial t}=\sum_m\left(w_{nm}P_m-w_{mn}P_n\right), \qquad (4)$$

и определяет в случае контакта с термостатом стремление системы к *Гиббса распределению*.

Д. р. п. можно формулировать более детально для парных столкновений частиц (молекул, атомов, элементарных частиц) с переходом из состояний Γ, Γ_1 в состояния Γ', Γ'_1, где Γ — совокупность переменных, определяющих состояние частицы, напр. импульс $\boldsymbol{p}$ и угл. момент $\boldsymbol{M}$ (*функция распределения* зависит от Γ, координат центров масс частиц и времени). При обращении знака времени все импульсы и моменты (а также спины) меняют знак. Поэтому, если $\Gamma=(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{M})$, то после обращения времени $\Gamma^T=(-\boldsymbol{p}, -\boldsymbol{M})$. Из симметрии законов движения относительно обращения времени следует Д.р.п.:

$$w(\Gamma', \Gamma'_1; \Gamma, \Gamma_1)=w(\Gamma'^T, \Gamma_1'^T; \Gamma^T, \Gamma_1^T), \qquad (5)$$

и т. к., согласно *Лиувилля теореме*, при обращении времени элемент фазового объёма сохраняется, то число столкновений с переходом $\Gamma, \Gamma_1\to\Gamma^T, \Gamma_1^T$ равно числу столкновений с переходом $\Gamma^T, \Gamma_1^T\to\Gamma'^T, \Gamma_1'^T$.

Прямой и обращённый во времени переходы не являются в обычном смысле прямым и обратным, но для одноатомного газа частиц без спина Д. р. п. справедлив и в буквальном смысле:

$$w(\boldsymbol{p}', \boldsymbol{p}'_1; \boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1)=w(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1; \boldsymbol{p}', \boldsymbol{p}'_1) \qquad (6)$$

вследствие того, что импульс не меняется при одновременном обращении времени и инверсии координат. Ф-ция w определяет эффективное сечение в *кинетическом уравнении Больцмана*.

Д. р. п. позволяет вычислять вероятность обратного процесса, если известна вероятность прямого, и наоборот, что имеет важное значение, т. к. иногда легко измерить эффективное сечение лишь одного из этих процессов. Напр., можно вычислить вероятность рекомбинации, зная вероятность ионизации.

Д. р. п. наз. также равенство ср. числа прямых и обратных столкновений для газов в состоянии статистич. равновесия. Для газа, подчиняющегося *Больцмана статистике*, условие детального баланса есть $ff_1=f'f'_1$, где f, f_1 и f', f'_1 — ф-ции распределения соответственно до и после столкновения. Из этого условия вытекает *Максвелла распределение*. Для квантовых газов условия детального баланса имеют вид

$$ff_1(1\mp f')(1\mp f'_1)=f'f'_1(1\mp f)(1\mp f_1), \qquad (7)$$

где знаки $\mp$ относятся к *Ферми — Дирака статистике* и *Бозе — Эйнштейна статистике*. Эти условия определяют распределения Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна.

Лит.: Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1956, с. 467; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, с. 17. *Д. Н. Зубарев.*

Нарушение принципа детального равновесия. Симметрия относительно обращения времени, на основе к-рой выводится Д. р. п., является лишь приближённой. Поэтому Д. р. п. также не выполняется точно. Однако даже малое нарушение Д. р. п. могло бы иметь заметные следствия в статистич. физике в результате эффекта накапливания нарушения из-за большого времени существования системы и соответственно большого числа актов столкновения. Но в равновесном случае этого не происходит, т. к. свойства системы определяются лишь формой равновесных ф-ций распределения, к-рая, хотя обычно и выводится из Д. р. п. (как показано выше), фактически не зависит от его справедливости и может быть получена из более общего принципа унитарности *матрицы рассеяния S*.

Амплитуда перехода A_{fi} из состояния i в состояние f связана с элементом S-матрицы соотношением

$$S_{fi}=\delta_{fi}+i\,(2\pi)^4\,\delta(p_f-p_i)\,A_{fi}, \qquad (8)$$

где δ_{fi} — символ Кронекера, $\delta(p_f-p_i)$ — функция Дирака, p_i, p_f — 4-импульсы начального и конечного состояний. Из *унитарности условия* $SS^+=S^+S=I$, где I — единичная матрица (S^+ — матрица, эрмитово сопряжённая S), следует:

$$\sum(|A_{if}|^2-|A_{fi}|^2)=0. \qquad (9)$$

Для вывода равенства (9) достаточно использовать лишь диагональные элементы матричного равенства $SS^*=1$, поэтому фактически оно может быть получено из ещё более слабых условий: CPT-инвариантности (см. *Теорема CPT*) и требования, чтобы вероятность перехода из нач. состояния во все конечные равнялась единице:

$$\sum_f w_{fi}=1, \qquad (10)$$

где $w_{fi}=|A_{fi}|^2$ — вероятность перехода из i в f.

Соотношение (9) обобщает условие детального баланса на случай, когда нарушается T-инвариантность, и показывает, что в этом случае баланс соблюдается, вообще говоря, не между каждой отдельной прямой и обратной реакциями, а между суммой переходов из всех состояний i в состояние f и обратно — из f во все i. Ситуация напоминает кинетич. равновесие электронов в магн. поле, когда отсутствует детальный баланс в фазовом пространстве, но существует «циклич. баланс»: сколько электронов в среднем утекает влево при их движении по кругу, столько же притекает справа. Аналогично при нарушении T-инвариантности баланс не соблюдается детально между отд. элементами в фазовом пространстве, т. к. $w_{fi}\neq w_{if}$, но выполняется при учёте всех циклов $i\to f_1\to f_2\to\ldots\to f_n\to i$. В соответствии с этим условие (9) можно назвать условием «циклич. баланса».

Используя (9) совместно с основным кинетич. ур-нием, можно вывести распределение Ферми — Дирака или Бозе — Эйнштейна в равновесном случае независимо от Д. р. п., поэтому нарушение симметрии относительно обращения времени в равновесных условиях не проявляется. Однако в неравновесном случае нарушение Д. р. п. приводит к наблюдаемым эффектам.

Лит.: Долгов А. Д., Барионная асимметрия Вселенной и нарушение термодинамического равновесия, «Письма в ЖЭТФ», 1979, т. 29, с. 254. *А. Д. Долгов.*

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ (от лат. detectio — открытие, обнаружение) — преобразование *модулированных колебаний* для выделения НЧ-сигнала; процесс, обратный модуляции колебаний, поэтому Д. наз. также **демодуляцией**. Д. связано с преобразованием частоты колебаний, поэтому для его осуществления используют нелинейные элементы (вакуумные и полупроводниковые диоды, сверхпроводящие туннельные переходы, транзисторы). Д. применяется в радиоприёмных устройствах, телевидении, оптике и т. д. Простейшая схема для Д. амплитудно-модулиров. сигналов не отличается от схемы *выпрямителя*. Отличия возникают лишь в схеме фильтра, выделяющего НЧ-колебания. Постоянная времени τ фильтра (см. *Фильтры электрические*) должна быть такой, чтобы $\omega_0\gg\tau^{-1}\gg\Omega$, где ω_0 — несущая частота, Ω — макс. частота НЧ-сигнала. При частотной и фазовой модуляциях обычно преобразуют колебания в амплитудно-модулированные, а затем осуществляют Д.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СВЕТА — нелинейное преобразование оптич. излучения видимого и ИК-диапазонов частот (10^{15}—10^{13} Гц) в электрич. сигнал в виде последовательности одноэлектронных импульсов или колебаний тока радиочастотного диапазона, несущий информацию о параметрах оптич. излучения (интенсивности, частоте, фазе). Д. с. осуществляется с помощью фотоприёмников (фоторезисторов, фотодиодов, фотоумножителей), для к-рых характерна нелинейная (обычно квадратичная) зависимость фототока от напряжённости электрич. поля световой волны E_c. Д. с. применяется в системах оптич. связи, оптич. локации, оптич. обработки информации, а также в спектроскопии, интерферометрии, голографии и т. п. Осн. разновидности Д. с.— прямое детектирование и гетеродинирование.

Прямое детектирование. В устройствах прямого детектирования на фотокатод приёмника поступают только полезный оптич. сигнал и фоновое излучение (рис. 1). Для повышения уровня сигнала относительно уровня фона перед приёмником иногда помещают полосовой оптич. фильтр и усилитель. В результате прямого детектирования изменения интенсивности принимаемого излучения, усреднённые по времени за время $\tau\gg T$ (периода оптич. колебаний) и по площади фотокатода приёмника, преобразуются в изменения мощности выходного электрич. сигнала. В силу статистич. характера фотоэмиссии при детектировании возникает шум, ха-

Рис. 1. Схема устройств прямого и гетеродинного детектирования.

рактеризуемый неопределённостью числа фотоэлектронов, эмитируемых фотокатодом («фотонный шум»). Этот шум складывается с шумом фонового излучения и темнового тока, генерируемого внутри приёмника, а также с тепловыми шумами нагрузки. Эти шумы ограничивают чувствительность устройств Д. с. Для выделения информативного параметра из дробовых и тепловых шумов выходной электрич. ток приёмника подаётся на обрабатывающее устройство радиочастотного диапазона, напр. НЧ-фильтр. Устройства прямого детектирования не чувствительны ни к частоте, ни к фазе, ни к углу падения на фотокатод несущей оптич. волны. Информативным параметром при прямом детектировании является только амплитудная модуляция несущей принимаемой волны. В нек-рых системах оптич. связи несущая модулируется по интенсивности высокочастотной поднесущей, к-рая, в свою очередь, модулируется информац. сигналом.

Эффективность устройств Д. с. оценивают величиной отношения сигнала к шуму (с/ш). Предельное значение отношения

$$\text{с/ш} = \frac{\pi\eta P_c}{h\omega_c \Delta F}, \tag{1}$$

где η — квантовый выход приёмника, P_c — ср. мощность несущей волны на поверхности фотокатода, ω_c — круговая частота несущей волны, ΔF — полоса пропускания радиотехн. обрабатывающего устройства. Это значение достигается в случае т. н. фотонного ограничения, когда отсутствует фоновое излучение, а всеми др. шумами, кроме фотонного шума, можно пренебречь. Величина отношения с/ш, так же как и величина среднего выходного тока приёмника, не зависит от степени пространственной когерентности принимаемого излучения.

Гетеродинирование. В устройствах Д. с., работающих по принципу гетеродинирования, принимаемое оптич. излучение $E_c(t)$ комбинируется на фотокатоде приёмника с опорным излучением $E_{\text{оп}}(t)$ (рис. 1). В идеализиров. случае обе волны можно считать плоскими монохроматическими:

$$\left.\begin{aligned} E_c(t) &= E_{c,0}\cos(\omega_c t + \varphi_c),\\ E_{\text{оп}}(t) &= E_{\text{оп},0}\cos\left(\omega_{\text{оп}} t + \varphi_{\text{оп}} - \frac{\omega_{\text{оп}}}{c}x\cdot\sin\alpha\right)\end{aligned}\right\}. \tag{2}$$

Здесь $E_{c,0}$ и $E_{\text{оп},0}$, ω_c и $\omega_{\text{оп}}$, φ_c и $\varphi_{\text{оп}}$ — амплитуды, круговые частоты и нач. фазы соответственно принимаемой (сигнальной) и опорной волны, c — скорость света. Учтено, что сигнальная волна падает нормально к фотокатоду, а опорная волна — под углом α к нему (рис. 2). Фоновое излучение принято пренебрежимо малым.

Результирующее поле на фотокатоде $E(t) = E_c(t) + E_{\text{оп}}(t)$, а ток I приёмника, усреднённый за время, малое по сравнению с периодом биений $2\pi(\omega_{\text{оп}} - \omega_c)^{-1}$, но большое по сравнению с периодом $T = 2\pi/\omega_c$, и по площади фотокатода приёмника, пропорционален E^2 и содержит переменную составляющую на разностной частоте $\Delta\omega = \omega_{\text{оп}} - \omega_c$. В случае, если фотокатод однороден и имеет форму квадрата со стороной a, выражение для фототока имеет вид

$$I(t) = \frac{\varkappa}{a^2}\int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}}\int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \overline{[E_c(t) + E_{\text{оп}}(t)]^2}\,dx\,dy =$$

$$= \varkappa\left\{\frac{E_{c,0}^2 + E_{\text{оп},0}^2}{2} + E_{c,0}\cdot E_{\text{оп},0}\cdot\cos\left[(\omega_{\text{оп}} - \omega_c)t + (\varphi_{\text{оп}} - \varphi_c)\right]\right\}\frac{\sin\left(\frac{\omega_c}{2c}a\sin\alpha\right)}{\frac{\omega_c}{2c}a\sin\alpha}, \tag{3}$$

где $\varkappa$ — коэф. усиления фотоприёмника.

Из этого выражения видно, что при гетеродинном приёме переменная составляющая выходного сигнала несёт информацию не только об амплитуде, но также о частоте и фазе принимаемой волны при условии, что амплитуда, частота и фаза опорного излучения известны. Эффективность гетеродинирования существенно зависит от степени когерентности сигнального и опорного излучений, а также от степени совмещения их волновых фронтов, т. к. величина переменной составляющей зависит от угла α. Она максимальна при $\alpha = 0$ и уменьшается до нуля при $\sin\alpha = \frac{2\pi c}{\omega_c a}$, что при характерных значениях $\omega_c \simeq 2\cdot 10^{15}$ рад/с и $a = 10^{-2}$ м составляет всего лишь $\alpha \simeq 10^{-4}$ рад ($\approx 6''$). Т. о., для того чтобы добиться эффективного гетеродинирования, необходимо

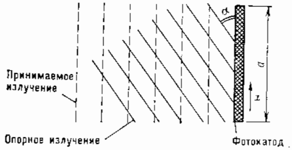


Рис. 2. Сложение сигнальной и опорной волн на фотокатоде приёмника гетеродинного устройства.

выполнять жёсткое требование на пространственное согласование двух волн на поверхности фотокатода, к-рое тем выше, чем меньше длина волны излучения. Однако, несмотря на это усложнение, гетеродинирование широко используется, т. к. даёт возможность выделять очень слабые оптич. сигналы, даже при наличии внутренних тепловых шумов приёмника, путём повышения интенсивности опорного излучения. (Это следует из того, что амплитуда переменной составляющей пропорциональна произведению амплитуд сигнальной и опорной волн.)

Отношение с/ш гетеродинного устройства определяется выражением

$$\text{с/ш} = \frac{2\pi\eta P_c}{h\omega_c\Delta F\,(1 + P_c/P_{\text{оп}})}, \tag{4}$$

где $P_{\text{оп}}$ — ср. мощность опорной волны. При возрастании $P_{\text{оп}}$ отношение с/ш достигает предельной величины, в два раза большей, чем в случае прямого детектирования. При уменьшении $P_{\text{оп}}$ отношение с/ш при $P_c/P_{\text{оп}} \simeq 1$ достигает значения, к-рое имеет место при прямом детектировании.

Возможность гетеродинирования света впервые обсуждалась в 1947 Г. С. Гореликом, экспериментально реализована в 1955 А. Т. Форрестером (A. Th. Forrester) с сотрудниками, впервые наблюдавшими дублетное расщепление (вследствие эффекта Зеемана) линии ртути $\lambda = 546{,}1$ нм. В этом опыте наблюдаемое абсолютное спектральное разрешение по частоте было $\approx 10^{10}$ Гц (относит. разрешение $R = \frac{\omega_c}{\Delta\omega} \simeq 10^5$).

Гетеродинирование с помощью лазеров. Большое распространение метод гетеродинирования получил после

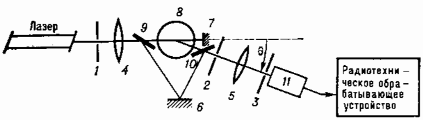


Рис. 3. Схема гетеродинного лазерного спектрометра: 1—3 — диафрагмы; 4, 5 — линзы; 6, 7 — глухие зеркала; 8 — объект; 9, 10 — поворотные зеркала; 11 — фотоприёмник.

создании лазеров. Высокая степень когерентности, монохроматичность и направленность лазерного излучения позволяют получать высокую эффективность гетеродинирования со сверхвысоким частотным разрешением выходного сигнала ($R \sim 10^{14}$), что особенно важно в лазерной спектроскопии светорассеяния. В гетеродинных спектрометрах рассеянное на исследуемом образце лазерное излучение смешивается с опорным излучением, в качестве к-рого обычно используется либо часть излучения зондирующего лазера, как это показано на рис. 3, либо излучение другого — гетеродинного лазера, привязанного по частоте к зондирующему.

Разрешение гетеродинных спектрометров определяется рядом факторов, приводящих к уширению частотных компонент в спектре выходного сигнала. Это — конечность телесного угла сбора рассеянного излучения $\Delta\theta$, определяемого апертурами диафрагм, конечность полосы радиотехн. обрабатывающего устройства, неточность привязки по частоте зондирующего и гетеродинного лазеров и т. д. Из перечисленных факторов основным является первый, т. к. уширение спектральных компонент за счёт остальных факторов может быть сделано <1 Гц. Для малых углов рассеяния уширение, вызванное неопределённостью в угле сбора рассеянного света, составляет величину $\Delta f \simeq f\,\frac{\Delta\theta}{\theta}$, где f — частотное смещение линии рассеянного света, θ — угол рассеяния. Напр., в случае рассеяния Мандельштама — Бриллюэна на ультразвуке $f_1 \simeq (1\div 2)\cdot 10^7$ Гц, в случае рассеяния на органоидах протоплазмы, движущейся в живой клетке, $f_2 = 10^1 \div 10^2$ Гц. При характерных значениях $\theta \simeq 10^{-2}$ рад ($\sim 30'$) и $\Delta\theta \simeq 10^{-3}$ рад ($3'$) соответствующие уширения равны $\Delta f_1 = 1 \div 2$ МГц и $\Delta f_2 = 1 \div 10$ Гц. Они и определяют абс. значения разрешения. Относит. разрешение соответственно равно 10^8 и 10^{14}, что недостижимо никакими средствами спектрального анализа на оптич. частотах.

В гетеродинных системах лазерной связи и в гетеродинных интерферометрах (см. *Интерферометр интенсивности*), применяющихся для астр. наблюдений, обычно используют ИК-излучение с длиной волны 10 мкм. В этом диапазоне по сравнению с видимым уменьшаются искажения, вносимые турбулентной атмосферой, облегчается выполнение условий пространственного согласования волн, и в этой области в атмосфере имеется окно прозрачности. Абс. разрешение в данном случае составляет 0,2 Гц.

Лит.: Росс М., Лазерные приёмники, пер. с англ., М., 1969; Бенедек Дж., Спектроскопия оптического смешения и её приложения к задачам физики, химии, биологии и техники, «УФН», 1972, т. 106, с. 481; Гальярди Р. М., Карп Ш., Оптическая связь, пер. с англ., М., 1978; Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов, под ред. Г. Камминса и Э. Пайка, пер. с англ., М., 1978; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; Устинов Н. Д., Матвеев И. Н., Протопопов В. В., Методы обработки оптических полей в лазерной локации, М., 1983. *А. В. Приезжев.*

ДЕТЕКТОРЫ частиц (лат. detector — тот, кто раскрывает, обнаруживает) — приборы для регистрации частиц (протонов, нейтронов, α-частиц, мезонов, электронов, γ-квантов и т. д.). Д. применяются в эксперим. исследованиях на *ускорителях заряженных частиц*, на *ядерных реакторах*, при исследовании *космических лучей*, а также в *дозиметрии* и *радиометрии* и т. д.

Действие Д. основано на разл. процессах взаимодействия частиц с веществом. Осн. процессами, к-рые вызываются заряж. частицами, являются ионизация и возбуждение атомов и молекул, а также (для релятивистских частиц) возбуждение черенковского и переходного излучений. Нейтральные частицы (напр., нейтроны, γ-кванты) регистрируются по вторичным заряж. частицам, появляющимся в результате их взаимодействия с веществом. В случае γ-квантов это электроны, возникающие в результате фотоэффекта, комптон-эффекта и рождения электрон-позитронных пар (см. *Гамма-излучение*). Быстрые нейтроны регистрируются по заряж. продуктам взаимодействия (ядрам, протонам, мезонам и др.), медленные нейтроны — по излучению, сопровождающему их захват ядрами вещества (см. *Нейтронные детекторы*).

Д. делятся на два класса. В трековых Д. прохождение заряж. частицы фиксируется в виде пространственной картины следа (трека) этой частицы; картина может быть сфотографирована или зарегистрирована электронными устройствами. В электронных Д. прохождение частицы вызывает появление электрич. импульса, к-рый используется для регистрации и управления разл. процессами. Методы и аппаратура для усиления, преобразования и регистрации электрич. импульсов от электронных Д. составляют предмет *ядерной электроники*. Прогресс в области электронных Д. и в ядерной электронике приводит к тому, что всё б. ч. электронных Д. позволяет получить помимо электрич. импульсов и пространственную картину следа заряж. частиц. В эксперименте используются ЭВМ, к-рые не только запоминают и обрабатывают информацию, получаемую с электронных Д., но и управляют условиями опыта (см. *Автоматизация эксперимента*).

Основные характеристики детекторов: эффективность — вероятность регистрации частицы при попадании в рабочий объём Д.; пространственное разрешение — точность локализации места прохождения частицы; временно́е разрешение — мин. интервал времени между прохождением двух частиц, к-рые регистрируются как отд. события; мёртвое время (время восстановления) — интервал времени после регистрации частицы, в течение к-рого Д. остаётся нечувствительным (табл.).

Сравнительные характеристики некоторых детекторов

Детектор	Пространственное разрешение, см	Временно́е разрешение, с	Время восстановления, с
Ионизационная камера	1	10^{-6}	10^{-4}
Пропорциональный счётчик	1	10^{-7}	10^{-5}
Счётчик Гейгера	1	10^{-6}	10^{-4}
Сцинтилляционный счётчик	1	10^{-9}	10^{-8}
Полупроводниковый детектор	1	10^{-8}	10^{-8}
Фотоядерные эмульсии	10^{-4}	—	—
Камера Вильсона	10^{-1}	10^{-1}	10^{-2}
Диффузионная камера	10^{-1}	1	—
Пузырьковая камера	10^{-2}	10^{-3}	1
Искровая камера	10^{-2}	10^{-6}	10^{-3}
Пропорциональная камера	10^{-2}	10^{-7}	10^{-6}

Трековые детекторы. Среди наиб. распространённых трековых Д.— ядерные фотографич. эмульсии, пузырьковая камера, искровая камера, пропорциональная и дрейфовая камеры. *Вильсона камера* и диффузионная камера играли важную роль на ранних этапах развития ядерной физики, но в дальнейшем вытеснены др. трековыми Д.

В *ядерной фотографической эмульсии* проходящая заряж. частица вызывает ионизацию и тем самым создаёт центры скрытого изображения. После проявления трек частицы предстаёт в виде цепочки зёрен металлич. серебра. Благодаря малому размеру зёрен (1 мкм) пространственное разрешение чрезвычайно высокое, временно́е разрешение практически отсутствует, т. к. совпадает со временем облучения эмульсии. Это один из осн. недостатков метода. Др. недостатком является сложность поиска и обмера событий.

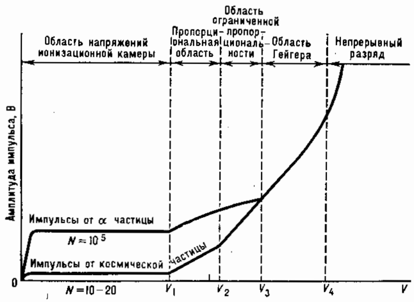
Пузырьковая камера применяется в экспериментах на ускорителях. Она наполняется жидкостью, к-рая в определённый момент времени вводится (сбросом давления) в перегретое состояние. Жидкость нек-рое время не вскипает, т. к. отсутствуют центры, на к-рых начинается кипение. Роль этих центров играют ионы, образующиеся вдоль трека заряж. частицы, на к-рых начинают расти пузырьки пара. Пока пузырьки имеют ещё размер $\leqslant 1$ мм, их освещают импульсным источником света и фотографируют. Пузырьковые камеры помещают в магн. поле для измерения знака и импульса заряж. частиц. Камеры обладают высоким пространственным разрешением, к-рое ограничивается возможностями фотографии. Использование голографич. методов позволит, по-видимому, примерно в 10 раз улучшить пространственное разрешение (см. *Голография*).

Большую роль в эксперим. физике элементарных частиц сыграла *искровая камера*. В простейшем случае это объём газа, в к-ром на нек-ром расстоянии друг от друга находятся два плоских электрода. Если одновременно с прохождением заряж. частицы через газ (задержка $\sim 10^{-6}$ с) подать на электроды высокую разность потенциалов ($\sim 5 \div 10$ кВ/см), то между электродами в том месте, где пройдёт частица, проскочит искровой пробой. Создавая систему из многих электродов, можно получить след частицы в виде цепочки искр. Пространственную картину события можно восстановить, фотографируя одновременно неск. фотоаппаратами.

В широкозазорных камерах расстояние между электродами увеличено и искра следует за треком частиц вплоть до углов 45° к поверхности электродов. В стримерных камерах высоковольтный импульс увеличивается по амплитуде и укорачивается во времени. В результате каждый *стример*, развивающийся от электронов первичной ионизации, затухает, не доходя до электрода. Таким путём достигается изотропность.

С внедрением ЭВМ в эксперимент большое развитие получили т. н. бесфильмовые искровые камеры, в к-рых координаты искр «запоминаются» электронным способом. Напр., в проволочных искровых камерах электроды изготовлены в виде системы параллельных проволочек. Искровой пробой происходит между проволочками 2 разл. плоскостей, номер проволочки запоминается электронным способом, напр. с помощью ферритных колец, нанизанных на каждую проволоку и представляющих собой стандартный элемент памяти ЭВМ. После того как событие зарегистрировано, вся информация о сработавших кольцах считывается в ЭВМ.

Электронные детекторы. Среди электронных Д. обширную группу составляют ионизац. Д. Наиб. простой из них — *ионизационная камера* — представляет собой нек-рый объём газа с размещёнными в нём двумя электродами, между к-рыми приложено напряжение. Заряж. частица, проходя через газ, образует ионы и электроны, к-рые собираются на электродах, создавая в цепи камеры ток. Наиб. часто употребляются плоские и



Зависимость амплитуды импульсов, вырабатываемых ионизационными детекторами, от напряжения на электродах в случае прохождения через детектор быстрой космической частицы, образующей $N \approx 10$—20 пар ионов, и α-частицы, создающей $N = 10^5$ пар ионов.

цилиндрич. электроды, где анодом служит нить, а катодом внешний коаксиальный цилиндр, одновременно являющийся корпусом камеры. Ионизац. камеры применяются как для регистрации отд. частиц, так и для измерения интегр. потоков. Достоинства ионизац. камеры — простота, надёжность; недостаток — малый уровень сигнала, к-рый определяется кол-вом пар ионов и электронов, образованных в газе заряж. частицей. Ионизац. камера имеет горизонтальный участок на вольт-амперной характеристике, соответствующий полному собиранию ионов и электронов (рис.).

Если продолжать повышать разность потенциалов на электродах, то электроны, движущиеся к аноду, будут приобретать всё большую энергию и, начиная с нек-рого напряжения, будут сами ионизовать. Продолжая увеличивать разность потенциалов, можно добиться условий, когда всё больше поколений электронов будут ионизовать, и заряд, собираемый на аноде, будет в 10^3—10^6 раз превышать первичную ионизацию. Эта область напряжений наз. пропорциональной областью, а Д.— *пропорциональным счётчиком* (область напряжений V_1—V_2). Характерная особенность этой области состоит в том, что при пост. разности потенциалов и составе газа коэф. пропорциональности между первичной ионизацией и сигналом на аноде остаётся постоянным.

Продолжая увеличивать напряжение на электродах, мы попадём через область ограниченной пропорциональности в область Гейгера (V_2—V_3), где заряд, собираемый на аноде Д., не зависит от первичной ионизации. Амплитуда импульса в этой области будет зависеть лишь от приложенного напряжения. Это происходит потому, что независимо от первичной затравочной ионизации лавина электронов распространяется вдоль всей нити счётчика и процесс обрывается тогда, когда поле анода полностью экранируется облаком медленных положит. ионов. Недостаток счётчика Гейгера — относительно большое мёртвое время, определяемое временем дрейфа ионов. Мёртвое время удаётся уменьшить, обрывая распространение электронной лавины вдоль нити на пути ~ 1 см. Это достигается либо подбором смеси рабочих газов, либо введением механич. преград, либо электронной схемой (см. *Гейгера счётчик*).

Прогресс в области ядерной электроники и внедрение ЭВМ в технику эксперимента привели к созданию системы нитяных пропорциональных счётчиков, объединяющих десятки тысяч отд. счётчиков. В связи с этим появилась возможность объединить все преимущества электронного Д. с трековым. Пространственное разрешение при этом определяется размером отд. счётчика. Дальнейший прогресс в улучшении пространственного разрешения Д. связан с появлением *дрейфовых камер*. Эти приборы представляют собой улучшенные пропорциональные счётчики, в к-рых дополнительно измеряется время дрейфа первичных электронов до нити, что позволяет существенно (до долей мм) улучшить пространственное разрешение.

Ионизац. Д. сыграли и продолжают играть чрезвычайно важную роль в разл. областях науки и техники. В 1970-х гг. разработана ионизац. камера на сжиженных инертных газах. Замена газовой среды жидкой позволила увеличить сигнал в $\sim 10^3$ раз. Трудности связаны с необходимостью работать при низких темп-рах и необходимостью высокой чистоты сжиженного газа. Пока не удалось создать жидкий ионизац. Д. с развитием электронной лавины.

Наиб. близок к ионизац. камере по принципу действия *полупроводниковый детектор*, к-рый представляет собой ионизац. камеру, в к-рой роль газа играет полупроводниковый кристалл. Полупроводниковый Д.— быстрый прибор, его разрешающее время $\sim 10^{-9}$ с, надёжен в работе, не подвержен влиянию магн. полей; недостаток — относительно небольшой объём Д.

Особую группу составляют Д., в к-рых используется свет, излучаемый при прохождении заряж. частиц через вещество. Это — *сцинтилляционный детектор*, *черенковский счётчик* и Д. на *переходном излучении*. Основные элементы сцинтилляц. Д.— сцинтиллятор, в к-ром проходящая заряж. частица вызывает световую вспышку, и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), регистрирующий вспышку. Высокое временно́е разрешение сцинтилляц. Д. ($\sim 10^{-9}$ с), большая амплитуда сигнала на выходе ФЭУ и малое время восстановления ($\sim 10^{-8}$ с) обеспечили ему широкое применение.

В черенковском счётчике заряж. частица, двигаясь со скоростью, превышающей фазовую скорость света в среде, излучает свет, коррелированный с направлением движения (см. *Черенкова — Вавилова излучение*). Т. к. излучение света происходит мгновенно, то временно́е разрешение определяется характеристиками ФЭУ. Кол-во излучаемого света, как правило, в десятки раз меньше, чем в сцинтилляц. Д., но достаточно для надёжной регистрации частиц.

В Д. на переходном излучении вспышка света появляется при прохождении заряж. частицы через границу двух сред с резко различными оптич. свойствами (обычно газ — твёрдое тело). Интенсивность света при этом пропорциональна энергии частицы, но невелика (значительно меньше, чем в случае черенковского излучения). Поэтому Д. на переходном излучении делают многослойными, они содержат сотни слоёв газ — твёрдое тело.

В совр. эксперим. исследованиях установки, как правило, содержат большое кол-во Д. разл. типов (см., напр., *Комбинированные системы детекторов*).

Лит.: Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Сост. ред. Л. К.-Л. Юан, By Цзянь-сюн, пер. с англ., М., 1963; Ритсон Д., Экспериментальные методы в физике высоких энергий, пер. с англ., М., 1964; Калашникова В. И., Козодаев М. С., Детекторы элементарных частиц, М., 1966; Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., в. 1—4, М., 1969; Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С., Основы экспериментальных методов ядерной физики, 3 изд., М., 1985.

В. С. Кафтанов.

ДЕТЕРМИНИ́ЗМ (от лат. determino — определяю) — философское учение об объективной закономерной взаимосвязи и взаимообусловленности явлений материального и духовного мира. Центральным ядром Д. служит положение о существовании *причинности*. Идея Д. состоит в том, что все явления и события в мире не произвольны, а подчиняются объективным закономерностям, существующим независимо от наших знаний о них.

Согласно классическому (лапласовому) Д., существует строго однозначная связь между физ. величинами, характеризующими состояние системы в нач. момент времени (координаты и импульсы в классич. механике), и значениями этих величин в любой последующий (или предыдущий) момент времени. В совр. физике проявление Д. связывается с существованием многообразных физ. закономерностей (в т. ч. и статистических) и находит наиб. полное и общее отражение в фундам. физ. теориях, а также в принципах симметрии и связанных с ними законах сохранения. *Г. Я. Мякишев.*

ДЕТОНА́ЦИЯ (франц. detoner — взрываться, от лат. detono — гремлю) — распространение в пространстве хим. превращения, сопровождающегося выделением теплоты, с пост. скоростью, превышающей скорость звука в данном веществе. В отличие от *горения*, где распространение пламени обусловлено медленными процессами диффузии и теплопроводности, Д. представляет собой комплекс мощной *ударной волны* и зоны хим. превращения. Ударная волна сжимает и нагревает вещество, вызывая в нём хим. превращение. С др. стороны, теплота, выделяющаяся в результате реакции, поддерживает ударную волну, не давая ей затухать. При этом обеспечивается устойчивый стационарный режим волны Д. с пост. скоростью. Скорость детонац. волн достигает 1—3 км/с в газовых смесях и 8—9 км/с в конденсиров. взрывчатых веществах (ВВ), а давление на фронте распространяющихся в них детонац. волн составляет 1—5 МПа (10—50 кгс/см^2) и 10 ГПа (10^5 кгс/см^2) соответственно. После прохождения детонац. волны сильно сжатые продукты реакции быстро расширяются — происходит *взрыв*.

Классич. теория Д., основанная на ур-ниях механики сплошной среды и законах термодинамики,— т. н. гидродинамич. теория Д.— позволяет по нач. состоянию смеси, теплоте хим. превращения Q и свойствам продуктов детонации найти D — скорость Д., давление p, темп-ру T, уд. объём продуктов V и скорость их движения. Вследствие быстрого протекания хим. реакции в волне Д. зона между ударной волной и продуктами детонации (рис. 1) может рассматриваться как поверхность разрыва. На ней должны выполняться законы сохранения массы (1), импульса (2) и энергии (3):

$$\frac{D}{V_1} = \frac{v}{V_3}, \qquad (1)$$

$$p_1 + \frac{D^2}{V_1} = p_3 + \frac{v^2}{V_3}, \qquad (2)$$

$$\mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_1 = Q + \frac{p_3 + p_1}{2}(V_1 - V_3); \qquad (3)$$

индексы 1 и 3 означают соответственно исходное состояние и состояние в конце хим. реакции, $\mathcal{E}(p, V)$ — внутр. энергия единицы массы, v — скорость продуктов

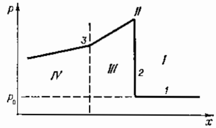


Рис. 1. Распределение давления в плоской детонационной волне: *I* — исходное вещество; *II* — фронт ударной волны; *III* — зона химического превращения; *IV* — продукты детонации; p_0 — начальное давление; x — пространственная координата.

Д. относительно её фронта. К этим отношениям должно быть добавлено т. н. условие Чепмена — Жуге, согласно к-рому скорость Д. относительно продуктов реакции равна местной скорости звука в продуктах Д. Оно эквивалентно требованию отсутствия возмущений фронта волны Д. со стороны продуктов реакции, чем обусловлено осн. свойство Д.— постоянство её скорости.

При возникновении Д. в газе вначале ударная волна адиабатически переводит вещество из состояния *1* в состояние *2* (рис. 2), затем в результате хим. реакции

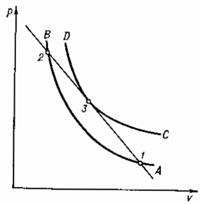


Рис. 2. Диаграмма состояния при детонационном переходе: *AB* — адиабатический процесс при ударной волне без химического превращения; *CD* — адиабата, соответствующая поведению вещества после завершения химической реакции; *1—2* — прямая Михельсона.

происходит переход *2—3* по прямой, касающейся адиабаты *CD* (описывает расширение продуктов реакции после завершения хим. реакции); точка касания *3* определяет поведение вещества за фронтом волны Д.

Скорость Д. в газе зависит от Q и показателя *адиабаты* γ: $D = \sqrt{2Q(\gamma^2 - 1)}$. Для вычисления скорости Д. в жидких и твёрдых средах необходимо знать ур-ние состояния продуктов реакции в них, имеющиеся сведения о к-ром чаще всего недостаточны.

Идеальный плоский фронт Д., как показывают эксперим. и теоретич. исследования, часто оказывается неустойчивым к малым возмущениям, поэтому он пульсирует и имеет сложную структуру,— появляются изломы, темп-ра газа в которых выше, чем в плоском фронте. В результате могут образоваться очаги самовоспламенения.

При нек-рых условиях потери энергии вовне становятся значительными, что не позволяет развиваться Д. Существуют пределы Д. по концентрации горючего, диаметру заряда, давлению.

Помимо рассмотренного классич. типа Д., исследуются специфич. типы Д.: т. н. *спиновая, характеризующаяся движением волны по спирали*; Д. в гетерогенных системах; малоскоростная Д.

Лит. см. при ст. *Взрыв*. *Б. В. Новожилов.*

ДЕФЕ́КТ МА́ССЫ (от лат. defectus — недостаток, изъян) — разность между массой связанной системы взаимодействующих тел (частиц) и суммой их масс в свободном состоянии. Д. м. ΔM определяется энергией связи $\mathscr{E}_{\text{св}}$ системы:

$$\Delta M = \mathscr{E}_{\text{св}}/c^2. \qquad (1)$$

В случае атомных ядер Д. м. даётся ф-лой

$$\Delta M = Zm_{\text{p}} + Nm_{\text{n}} - m\,(Z,\ N), \qquad (2)$$

где m — масса ядра, имеющего Z протонов и N нейтронов, m_{p} и m_{n} — массы протона и нейтрона. Т. к. на практике измеряются не массы ядер, а массы атомов M, то Д. м. часто определяют как массу между массой атома в а.е. м. и массовым числом $A = Z + N$ (см. *Масс-спектроскопия*). Определённый таким образом Д. м., приходящийся на 1 нуклон, наз. иногда упаковочным коэф. Знание Д. м. позволяет определить величину энергии, к-рая может выделиться в ядерных реакциях, в частности в реакциях, не наблюдаемых в лаб. условиях, но происходящих в недрах звёзд. Поэтому данные о Д. м. разл. ядер играют важную роль в теории *эволюции звёзд* и теории *нуклеосинтеза*.

Для космич. объектов существен гравитац. Д. м. Напр., гравитац. Д. м. Солнца $\sim 10^{-6}\,M_{\odot}$, белого карлика $\sim 10^{-3}$—$10^{-4}\,M_{\odot}$, нейтронной звезды той же массы $\sim 10^{-1} M_{\odot}$. Гравитац. Д. м. звёздного скопления $\sim 10^{-7}$—10^{-8} от его массы, галактик $\sim 10^{-6}$, скоплений галактик $\sim 10^{-6}$—10^{-5}.

При гравитац. коллапсе гравитац. энергия связи переходит в тепловую и кинетич. энергии коллапсирующего вещества, поэтому масса системы может уменьшиться только за счёт потери энергии на излучение (нейтринное, эл.-магнитное, гравитационное). При коллапсе в *чёрную дыру* уменьшение массы может составлять 20—40%. *М. Ю. Хлопов.*

ДЕФЕКТО́Н — *квазичастица*, описывающая поведение точечных дефектов в *квантовом кристалле*. В квантовых кристаллах, вследствие большой величины амплитуды нулевых колебаний атомов в решётке вблизи положений равновесия, любые точечные дефекты, напр. *вакансии* и примесные атомы, могут с заметной вероятностью перемещаться по кристаллу путём подбарьерных туннельных переходов (см. *Квантовая диффузия*). При низких темп-рах вероятности подбарьерных переходов Д. между соседними узлами кристаллич. решётки существенно больше, чем для переходов, обусловленных классич. термоактивац. механизмом, при к-ром дефект переходит на соседний узел, преодолевая нек-рый энергетич. барьер.

Туннелирование Д. в периодич. решётке означает, что для описания Д. хорошим квантовым числом становится не координата дефекта, а его *квазиимпульс*. Энергия Д. является периодич. ф-цией квазиимпульса, и энергетич. спектр Д. имеет зонную структуру (см. *Зонная теория*). Как правило, ширина энергетич. зоны Д. мала, и для определения *дисперсии закона* достаточно воспользоваться приближением сильной связи. Так, в твёрдом гелии, в к-ром квантовый характер движения Д. проявляется особенно ярко, ширина энергетич. зоны *вакансионов* $\sim 10^{-4}$ эВ (1 К), а для *примесонов* $\sim 10^{-7}$—10^{-8} эВ, что во много раз меньше, чем для др. квазичастиц в твёрдых телах, напр. для электронов проводимости, *фононов*.

Д. создаёт вокруг себя поле деформации кристалла, с к-рым взаимодействуют другие Д. Соответствующая энергия упругого взаимодействия двух Д. на больших расстояниях r между ними убывает как $1/r^3$. Для узкозонных Д. характерная величина скорости перемещения мала по сравнению со *скоростью звука*, и поле деформации в кристалле с Д. можно определить по ф-лам теории упругости.

Перенос Д. отличается от обычной диффузии дефектов в твёрдых телах: коэф. диффузии имеет иную температурную зависимость и в определ. условиях возрастает с понижением темп-ры, а длина свободного пробега Д. при низких темп-рах в кристалле с малым числом дефектов намного превосходит межатомное расстояние. Делокализация дефектов приводит также к особенностям внутр. трения — к диссипации энергии при однородных деформациях даже в случае дефектов замещения, к иной температурной зависимости времени *релаксации* и к резонансным эффектам.

Кроме Д., соответствующих одиночным точечным дефектам, возможны Д., отвечающие связанным состояниям двух или трёх дефектов. В этом случае Д. делокализованы только вдоль определ. кристаллографич. осей или плоскостей, т. е. являются своеобразными одно- или двумерными квазичастицами в трёхмерном кристалле.

Лит.: Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 251. *А. Э. Мейерович.*

ДЕФЕКТОСКОПИ́Я (от лат. defectus — недостаток, изъян и греч. skopéō — рассматриваю, наблюдаю) — комплекс физ. методов и средств неразрушающего контроля качества материалов, заготовок и изделий с целью обнаружения дефектов их строения. Методы Д. позволяют полнее оценить качество каждого изделия без его разрушения и осуществить сплошной контроль, что особенно важно для изделий ответств. назначения, для к-рых методы выборочного разрушающего контроля недостаточны.

Несоблюдение заданных технол. параметров при обработке материала сложного хим. и фазового состава, воздействие агрессивных сред и эксплуатац. нагрузок при хранении изделия и в процессе его работы могут привести к возникновению в материале изделия разл. рода дефектов — нарушений сплошности или однородности, отклонений от заданного хим. состава, структуры или размеров, ухудшающих эксплуатационные характеристики изделия. В зависимости от величины дефекта в зоне его расположения изменяются физ. свойства материала — плотность, электропроводность, магнитные, упругие характеристики и др.

Методы Д. основаны на анализе вносимых дефектом искажений в приложенные к контролируемому изделию физ. поля разл. природы и на зависимости результирующих полей от свойств, структуры и геометрии изделия. Информация о результирующем поле позволяет судить о наличии дефекта, его координатах и размере.

Д. включает в себя разработку методов неразрушающего контроля и аппаратуры — дефектоскопов, устройств для проведения контроля, систем для обработки и фиксации полученной информации. Применяются оптич., радиац., магн., акустич., эл.-магн. (токовихревые), электрич. и др. методы.

Оптическая Д. основана на непосредств. осмотре поверхности изделия невооружённым глазом (визуально) или с помощью оптич. приборов (лупы, микроскопа). Для осмотра внутр. поверхностей, глубоких полостей и труднодоступных мест применяют спец. эндоскопы — диоптрийные трубки, содержащие *световоды* из волоконной оптики, оснащённые миниатюрными осветителями, призмами и линзами. Методами оптич. Д. в видимом диапазоне можно обнаруживать только поверхностные дефекты (трещины, плены и др.) в изделиях из материалов, непрозрачных для видимого света, а также поверхностные и внутр. дефекты — в прозрачных. Мин. размер дефекта, обнаруживаемого визуально невооружённым глазом, составляет 0,1—0,2 мм, при использовании оптич. систем — десятки мкм. Для контроля геометрии деталей (напр., профиля резьбы, шероховатости поверхности) применяют проекторы, профилометры и микроинтерферометры. Новой реализацией оптич.

метода, позволяющей существенно повысить его разрешающую способность, является лазерная Д., в к-рой используется дифракция когерентного лазерного луча с индикацией при помощи фотоэлектронных приборов. При автоматизации оптич. метода контроля применяют телевиз. передачу изображения.

Радиационная Д. основана на зависимости поглощения проникающего излучения от длины пути, пройденного им в материале изделия, от плотности материала и атомного номера элементов, входящих в его состав. Наличие в изделии нарушений сплошности, инородных включений, изменения плотности и толщины приводит к разл. ослаблению лучей в разл. его сечениях. Регистрируя распределение интенсивности прошедшего излучения, можно получить информацию о внутр. структуре изделия, в т. ч. судить о наличии, конфигурации и координатах дефектов. При этом могут использоваться проникающие излучения разл. жёсткости: рентг. излучение с энергиями 0,01—0,4 МэВ; излучение, полученное в линейном (2—25 МэВ) и циклич. (бетатрон, микротрон 4—45 МэВ) ускорителях или в ампуле с β-активными радиоизотопами (0,1—1 МэВ); гамма-излучение с энергиями 0,08—1,2 МэВ; нейтронное излучение с энергиями 0,1—15 МэВ.

Регистрация интенсивности прошедшего излучения осуществляется разл. способами — фотографич. методом с получением изображения просвечиваемого изделия на фотоплёнке (плёночная радиография), на многократно используемой ксерорадиографич. пластинке (электрорадиография); визуально, наблюдая изображение просвечиваемого изделия на флуоресцирующем экране (радиоскопия); с помощью электронно-оптич. преобразователей (рентгенотелевидение); измерением интенсивности излучения спец. индикаторами, действие к-рых основано на ионизации газа излучением (радиометрия).

Чувствительность методов радиац. Д. определяется отношением протяжённости дефекта или зоны, имеющей отличающуюся плотность, в направлении просвечивания к толщине изделия в этом сечении и для разл. материалов составляет от 1 до 10% его толщины. Применение рентг. Д. эффективно для изделий ср. толщин (сталь до ~80 мм, лёгкие сплавы до ~250 мм). Сверхжёсткое излучение с энергией в десятки МэВ (бетатрон) позволяет просвечивать стальные изделия толщиной до ~500 мм. Гамма-Д. характеризуется большей компактностью источника излучения, что позволяет контролировать труднодоступные участки изделий толщиной до ~250 мм (сталь), притом в условиях, когда рентг. Д. затруднена. Нейтронная Д. наиб. эффективна для контроля изделий небольшой толщины из материалов малой плотности. Один из новых способов рентгеноконтроля — вычислит. томография, основанная на обработке радиометрич. информации с помощью ЭВМ, получаемой при многократном просвечивании изделий под разными углами. При этом удаётся послойно визуализировать изображения внутр. структуры изделия. При работе с источниками ионизирующих излучений должна быть обеспечена соответствующая биол. защита.

Радиоволновая Д. основана на изменении параметров эл.-магн. волн (амплитуды, фазы, направления вектора поляризации) сантиметрового и миллиметрового диапазона при распространении их в изделиях из диэлектрических материалов (пластмассы, резина, бумага).

Источником излучения (обычно — когерентного, поляризованного) является генератор СВЧ (магнетронный, клистронный) небольшой мощности, питающий волновод или спец. антенну (зонд), передающую излучение в контролируемое изделие. Та же антенна при приёме отражённого излучения или аналогичная, расположенная с противоположной стороны изделия,— при приёме прошедшего излучения подаёт полученный сигнал через усилитель на индикатор. Чувствительность метода позволяет обнаруживать в диэлектриках на глубине до 15—20 мм расслоения площадью от 1 см², измерять влажность бумаги, сыпучих материалов с погрешностью менее ±1%, толщину металлич. листа с погрешностью менее ±0,1 мм и т. д. Возможны визуализация изображения контролируемой зоны на экране (радиовизор), фиксация его на фотобумаге, а также применение голографич. способов фиксации изображения.

Тепловая (инфракрасная) Д. основана на зависимости темп-ры поверхности тела как в стационарных, так и в нестационарных полях от наличия дефекта и неоднородности структуры тела. При этом используется ИК-излучение в низкотемпературном диапазоне. Распределение темп-р на поверхности контролируемого изделия, возникающее в проходящем, отражённом или собственном излучении, представляет собой ИК-изображение данного участка изделия. Сканируя поверхность приёмником излучения, чувствительным к ИК-лучам (термистором или пироэлектриком), на экране прибора (тепловизора) можно наблюдать светотеневое или цветное изображение целиком, распределение темп-р по сечениям или, наконец, выделить отд. изотермы. Чувствительность тепловизоров позволяет регистрировать на поверхности изделия разность темп-р менее 1 °С. Чувствительность метода зависит от отношения размера d дефекта или неоднородности к глубине l его залегания примерно как $(d/l)^2$, а также от теплопроводности материала изделия (обратно пропорциональная зависимость). Применяя тепловой метод, можно контролировать изделия, нагревающиеся (охлаждающиеся) во время работы.

Магнитная Д. может применяться только для изделий из ферромагн. сплавов и реализуется в двух вариантах. Первый основан на анализе параметров магн. полей рассеяния, возникающих в зонах расположения поверхностных и подповерхностных дефектов в намагниченных изделиях, второй — на зависимости магн. свойств материалов от их структуры и хим. состава.

При контроле по первому способу изделие намагничивается с помощью электромагнитов, соленоидов, путём пропускания тока через изделие или стержень, продетый сквозь отверстие в изделии, либо индуцирования тока в изделии. Для намагничивания используются постоянные, переменные и импульсные магн. поля. Оптим. условия контроля создаются при ориентировке дефекта перпендикулярно направлению намагничивающего поля. Для магнитно-твёрдых материалов контроль осуществляется в поле остаточной намагниченности, для магнитно-мягких — в приложенном поле.

Индикатором магн. поля дефекта может служить магн. порошок, напр. магнетит высокой дисперсности (метод магн. порошка), к к-рому иногда добавляются окрашивающие (для контроля изделий с тёмной поверхностью) или флуоресцирующие (для повышения чувствительности) компоненты. Частицы порошка после посыпания или поливки суспензией намагниченного изделия оседают на краях дефектов и наблюдаются визуально. Чувствительность этого метода высока — обнаруживаются трещины глубиной ~25 мкм и раскрытием ~2 мкм.

При магнитографич. методе индикатором служит магн. лента, к-рая прижимается к изделию и намагничивается вместе с ним. Выбраковка производится по результатам анализа записи на магн. ленте. Чувствительность метода к поверхностным дефектам такая же, как у порошкового, а к глубинным дефектам выше — на глубине до 20—25 мм обнаруживаются дефекты протяжённостью по глубине 10—15% от толщины.

В качестве индикатора поля дефекта могут использоваться пассивные индукционные преобразователи. Изделие, движущееся с относит. скоростью до 5 м/с и более, после прохождения через намагничивающее устройство проходит через преобразователь, индуцируя в его катушках сигнал, содержащий информацию о параметрах дефекта. Такой способ эффективен для контроля металла в процессе прокатки, а также для контроля железнодорожных рельсов.

Феррозондовый метод индикации использует активные преобразователи — *феррозонды*, в к-рых на тонкий пермаллоевый сердечник намотаны катушки: возбуждающая, поле к-рой взаимодействует с полем дефекта, и измерительная, по эдс к-рой судят о напряжённости поля дефекта или о градиенте этого поля. Феррозондовый индикатор позволяет обнаружить в изделиях простой формы, движущихся со скоростью до 3 м/с, на глубине до 10 мм дефекты протяжённостью (но глубине) $\sim$10% от толщины изделия. Для индикации поля дефекта применяются также преобразователи на основе *Холла эффекта* и магниторезисторные. После проведения контроля методами магнитной Д. изделие должно быть тщательно размагничено.

Вторая группа методов магн. Д. служит для контроля структурного состояния, режимов термич. обработки, механич. свойств материала. Так, *коэрцитивная сила* углеродистой и низколегиров. стали коррелируется с содержанием углерода и, следовательно, с твёрдостью, *магнитная проницаемость* — с содержанием ферритной составляющей (α-фазы), предельное содержание к-рой лимитируется из-за ухудшения механич. и технологич. свойств материала. Спец. приборы (ферритометры, α-фазометры, коэрцитиметры, магн. анализаторы), использующие зависимость между магн. характеристиками и др. свойствами материала, также позволяют практически решать задачи магн. Д.

Методы магн. Д. используются также для измерения толщины защитных покрытий на изделиях из ферромагн. материалов. Приборы для этих целей основаны либо на пондеромоторном действии — в этом случае измеряется сила притяжения (отрыва) пост. магнита или электромагнита от поверхности изделия, к к-рой он прижат, либо на измерении напряжённости магн. поля (с помощью датчиков Холла, феррозондов) в магнитопроводе электромагнита, установленного на этой поверхности. Толщиномеры позволяют производить измерения в широком диапазоне толщин покрытий (до сотен мкм) с погрешностью, не превышающей 1—10 мкм.

Акустическая (ультразвуковая) Д. использует упругие волны (продольные, сдвиговые, поверхностные, нормальные, изгибные) широкого частотного диапазона (гл. обр. УЗ-диапазона), излучаемые в непрерывном или импульсном режиме и вводимые в изделие с помощью пьезоэлектрич. (реже — эл.-магнитоакустич.) преобразователя, возбуждаемого генератором эл.-магн. колебаний. Распространяясь в материале изделия, упругие волны затухают в разл. степени, а встречая дефекты (нарушения сплошности или однородности материала), отражаются, преломляются и рассеиваются, изменяя при этом свою амплитуду, фазу и др. параметры. Принимают их тем же или отд. преобразователем и после соответствующей обработки сигнал подают на индикатор или записывающее устройство. Существует неск. вариантов акустич. Д., к-рые могут применяться в разл. комбинациях.

Эхо-метод представляет собой УЗ-локацию в твёрдой среде; это наиб. универсальный и распространённый метод. Импульсы УЗ-частоты 0,5—15 МГц вводят в контролируемое изделие и регистрируют интенсивность и время прихода эхо-сигналов, отражённых от поверхностей изделия и от дефектов. Контроль эхо-методом ведётся при одностороннем доступе к изделию путём сканирования его поверхности искателем с заданной скоростью и шагом при оптим. угле ввода УЗ. Метод обладает высокой чувствительностью, к-рая ограничивается структурными шумами. В оптим. условиях могут быть обнаружены дефекты размерами в неск. десятых долей мм. Недостаток эхо-метода — наличие неконтролируемой мёртвой зоны у поверхности, протяжённость к-рой (глубина) определяется гл. обр. длительностью излучаемого импульса и обычно составляет 2—8 мм. Эхо-методом эффективно контролируются слитки, фасонное литьё, металлургич. полуфабрикаты, сварные, клеёные, паяные, заклёпочные соединения и др. элементы конструкций в процессе изготовления, хранения и эксплуатации. Обнаруживаются поверхностные и внутр. дефекты в заготовках и изделиях разл. формы и габаритов из металлов и неметаллич. материалов, зоны нарушения однородности кристаллич. структуры и коррозионного поражения металлич. изделий. Может быть с высокой точностью измерена толщина изделия при одностороннем доступе к нему. Вариант эхо-метода с использованием *Лэмба волн*, обладающих волноводным характером распространения, позволяет осуществлять контроль листовых полуфабрикатов большой протяжённости с высокой производительностью; ограничением является требование к постоянству толщины контролируемого полуфабриката. Контроль с применением *Рэлея волн* позволяет выявлять поверхностные и приповерхностные дефекты; ограничением является требование к высокой гладкости поверхности.

Теневой метод предусматривает ввод УЗ с одной стороны изделия, а приём — с противоположной. О наличии дефекта судят по уменьшению амплитуды в зоне звуковой тени, образующейся за дефектом, либо по изменению фазы или времени приёма сигнала, огибающего дефект (временно́й вариант метода). При одностороннем доступе к изделию используется зеркальный вариант теневого метода, при к-ром индикатором дефекта является уменьшение сигнала, отражённого от дна изделия. По чувствительности теневой метод уступает эхо-методу, однако преимуществом его является отсутствие мёртвой зоны.

Резонансный метод используется гл. обр. для измерения толщины изделия. Возбуждая в локальном объёме стенки изделия УЗ-колебания, модулируют их по частоте в пределах 2—3 октав, по значениям резонансных частот (когда по толщине стенки укладывается целое число полуволн) определяют толщину стенки изделия с погрешностью ок. 1%. При возбуждении колебаний во всём объёме изделия (интегр. вариант метода) можно по изменению резонансной частоты судить также о наличии дефектов или об изменении упругих характеристик материала изделия.

Метод свободных колебаний (интегральный вариант) основан на ударном возбуждении упругих колебаний в контролируемом изделии (напр., бойком НЧ-вибратора) и последующем измерении с помощью пьезоэлемента механич. колебаний, по изменению спектра к-рых судят о наличии дефекта. Метод успешно применяется для контроля качества склейки низкодобротных материалов (текстолит, фанера и др.) между собой и с металлич. обшивкой.

Импедансный метод основан на измерении локального механич. сопротивления (импеданса) контролируемого изделия. Датчик импедансного дефектоскопа, работающий на частоте 1,0—8,0 кГц, будучи прижат к поверхности изделия, реагирует на силу реакции изделия в точке прижима. Метод позволяет определять расслоения площадью от 20—30 мм^2 в клеёных и паяных конструкциях с металлич. и неметаллич. заполнением, в слоистых пластиках, а также в плакированных листах и трубах.

Велосиметрический метод основан на изменении скорости распространения изгибных волн в пластине в зависимости от толщины пластины или от наличия расслоений внутри многослойной клеёной конструкции. Метод реализуется на НЧ (20—70 кГц) и позволяет обнаруживать расслоения площадью 2—15 см^2 (в зависимости от глубины), залегающие на глубине до 25 мм в изделиях из слоистых пластиков.

Акустико-топографич. метод основан на наблюдении мод колебаний, в т. ч. «фигур Хладни», с помощью тонкодисперсного порошка при возбуждении в контролируемом изделии изгибных колебаний с модулируемой (в пределах 30—200 кГц) частотой. Частицы порошка, смещаясь с участков поверхности, колеблющихся с макс. амплитудой, к участкам, где эта амплитуда минимальна, обрисовывают контуры дефекта. Метод эффективен для контроля изделий типа многослойных листов и панелей и позволяет обнаруживать дефекты протяжённостью от 1—1,5 мм.

М е т о д а к у с т и ч. э м и с с и и (относящийся к пассивным методам) основан на анализе сигналов, характеризующих волны напряжения, излучаемые при возникновении и развитии трещин в изделии в процессе его механич. или теплового нагружения. Сигналы принимаются пьезоэлектрич. искателями, расположенными на поверхности изделий. Амплитуда, интенсивность и др. параметры сигналов содержат информацию о зарождении и развитии усталостных трещин, коррозии под напряжением и фазовых превращениях в материале элементов конструкций разл. типов, сварных швах, сосудах высокого давления и т. д. Метод акустич. эмиссии позволяет обнаруживать развивающиеся, т. е. наиб. опасные, дефекты и отделить их от обнаруженных др. методами дефектов, неразвивающихся, менее опасных для дальнейшей эксплуатации изделия. Чувствительность этого метода при использовании спец. мер защиты приёмного устройства от воздействия внешних шумовых помех достаточно высока и позволяет обнаруживать трещины на нач. стадии их развития, задолго до исчерпания ресурса изделия.

Перспективными направлениями развития акустич. методов контроля являются звуковидение, в т. ч. акустич. голография, акустич. томография.

Вихретоковая (электроиндуктивная) Д. основана на регистрации изменений электрич. параметров датчика вихретокового дефектоскопа (полного сопротивления его катушки или эдс), вызванных взаимодействием поля вихревых токов, возбуждённых этим датчиком в изделии из электропроводящего материала, с полем самого датчика. Результирующее поле содержит информацию об изменении электропроводности и магн. проницаемости из-за наличия в металле структурных неоднородностей или нарушений сплошности, а также о форме и размерах (толщине) изделия или покрытия.

Датчики вихретоковых дефектоскопов выполняются в виде катушек индуктивности, помещаемых внутрь контролируемого изделия или окружающих его (проходной датчик) либо накладываемых на изделие (накладной датчик). В датчиках экранного типа (проходных и накладных) контролируемое изделие располагается между катушками. Вихретоковая Д. не требует механич. контакта датчика с изделием, что позволяет проводить контроль на высоких скоростях их относит. перемещения (до 50 м/с). Вихретоковые дефектоскопы разделяются на след. осн. группы: 1) приборы для обнаружения нарушений сплошности с проходными или накладными датчиками, работающими в широком частотном диапазоне — от 200 Гц до десятков МГц (повышение частоты увеличивает чувствительность к протяжённости трещин, поскольку можно применять малогабаритные датчики). Это позволяет выявлять трещины, плены неметаллич. включений и др. дефекты протяжённостью 1—2 мм при глубине их залегания 0,1—0,2 мм (накладным датчиком) или протяжённостью 1 мм при глубине 1—5% от диаметра изделия (проходным датчиком). 2) Приборы для контроля размеров — толщиномеры, с помощью к-рых измеряют толщину разл. покрытий, нанесённых на основание из разл. материалов. Определение толщины неэлектропроводящих покрытий на электропроводящих основаниях, представляющее собой по существу измерение зазора, производится на частотах до 10 МГц с погрешностью в пределах 1—15% от измеряемой величины.

Для определения толщины электропроводящих гальванич. или плакиров. покрытий на электропроводящем основании используются вихретоковые толщиномеры, в к-рых реализуются спец. схемы подавления влияния изменения уд. электропроводности материала основания и изменения величины зазора.

Вихретоковые толщиномеры применяются для измерения толщины стенки труб, баллонов из неферромагн. материалов, а также листов и фольг. Диапазон измерений 0,03—10 мм, погрешность 0,6—2%.

3) Вихретоковые структуромеры позволяют, анализируя значения уд. электропроводности и магн. проницаемости, а также параметры высших гармоник напряжения, судить о хим. составе, структурном состоянии материала, величине внутр. напряжений, сортировать изделия по маркам материала, качеству термич. обработки и т. д. Можно выявлять зоны структурной неоднородности, зоны усталости, оценивать глубину обезуглероженных слоёв, слоёв термич. и хим.-термич. обработки и т. д. Для этого в зависимости от конкретного назначения прибора используются либо НЧ-поля большой напряжённости, либо ВЧ-поля малой напряжённости, либо двух- и многочастотные поля. В структуромерах для увеличения объёма информации, снимаемой с датчика, как правило, используются многочастотные поля и осуществляется спектральный анализ сигнала. Приборы для контроля ферромагн. материалов работают в НЧ-диапазоне (50 Гц—10 кГц), для контроля неферромагнитных — в ВЧ-диапазоне (10 кГц—10 мГц), что обусловлено зависимостью скин-эффекта от значения магн. проницаемости.

Электрическая Д. основана на использовании слабых пост. токов и эл.-статич. полей и осуществляется эл.-контактным, термоэлектрич., трибоэлектрич. и эл.-статич. методами. Эл.-контактный метод позволяет обнаружить поверхностные и подповерхностные дефекты по изменению электросопротивления на участке поверхности изделия в зоне расположения этого дефекта. С помощью спец. контактов, расположенных на расстоянии 10—12 мм один от другого и плотно прижатых к поверхности изделия, подводится ток, а на др. паре контактов, расположенных на линии тока, замеряется напряжение, пропорциональное сопротивлению на участке между ними. По изменению сопротивления судят о нарушении однородности строения материала или о наличии трещины. Погрешность измерения составляет 5—10%, что обусловлено нестабильностью сопротивления токовых и измерит. контактов.

Т е р м о э л е к т р и ч. м е т о д основан на измерении термоэлектродвижущей силы (ТЭДС), возникающей в замкнутой цепи при нагреве места контакта двух разнородных металлов. Если один из этих металлов принять за эталон, то при заданной разности темп-р горячего и холодного контактов величина и знак ТЭДС будут определяться свойствами второго металла. Этим методом можно определить марку металла, из к-рого изготовлены заготовка или элемент конструкции, если число возможных вариантов невелико (2—3 марки).

Т р и б о э л е к т р и ч. м е т о д основан на измерении трибоЭДС, возникающей при трении разнородных металлов друг о друга. Измеряя разность потенциалов между эталонным и испытуемым металлами, можно различить марки нек-рых сплавов. Изменение хим. состава сплава в пределах, допустимых по техн. условиям, приводит к разбросу показаний термо- и трибоэлектрич. приборов. Поэтому оба этих метода могут быть применены лишь в случаях резкого различия свойств сортируемых сплавов.

Э л.- с т а т и ч. м е т о д основан на использовании пондеромоторных сил эл.-статич. поля, в к-рое помещают изделие. Для обнаружения поверхностных трещин в покрытии металлич. изделия его опыляют тонким порошком мела из пульверизатора с эбонитовым наконечником. Частицы мела при трении об эбонит заряжаются положительно за счёт трибоэлектрич. эффекта и оседают на краях трещин, поскольку вблизи последних неоднородность эл.-статич. поля выражена наиб. заметно. Если изделие изготовлено из неэлектропроводящих материалов, то оно предварительно смачивается ионогенным пенетрантом и после удаления избытка его с поверхности изделия припудривается заряж. частицами мела, к-рые притягиваются жидкостью, заполняющей полость трещины. В этом случае возможно обнаружение трещин, не выходящих на поверхность, подвергающуюся осмотру.

Капиллярная Д. основана на искусств. повышении цвето- и светоконтрастности участка изделия, содержащего поверхностные трещины, относительно окружающей поверхности. Осуществляется гл. обр. люминесцентным и цветным методами, позволяющими обнаружить трещины, выявление к-рых невооружённым глазом невозможно из-за малых размеров, а использование оптич. приборов неэффективно из-за недостаточной контрастности изображения и малого поля зрения при требуемых увеличениях.

Для обнаружения трещины полость её заполняется пенетрантом — индикаторной жидкостью на основе люминофоров или красителей, проникающим в полость под действием капиллярных сил. После этого поверхность изделия очищается от излишков пенетранта, а из полости трещины индикаторная жидкость извлекается с помощью проявителя (сорбента) в виде порошка или суспензии и изделие осматривается в затемнённом помещении в УФ-свете (люминесцентный метод). Люминесценция индикаторного раствора, поглощённого сорбентом, даёт чёткую картину расположении трещин с мин. раскрытием 0,01 мм, глубиной 0,03 мм и протяжённостью 0,5 мм. При цветном методе не требуется затемнения. Пенетрант, содержащий добавку красителя (обычно ярко-красного), после заполнения полости трещины и очистки поверхности от его излишка диффундирует в белый проявляющий лак, нанесённый тонким слоем на поверхность изделия, чётко обрисовывая трещины. Чувствительность обоих методов примерно одинакова.

Преимущество капиллярной Д.— её универсальность и однотипность технологии для деталей разл. формы, размеров и материалов; недостаток — применение материалов, обладающих высокой токсичностью, взрыво- и пожароопасностью, что предъявляет особые требования к технике безопасности.

Значение Д. Методы Д. применяются в разл. областях народного хозяйства, способствуя совершенствованию технологии изготовления изделий, повышению их качества, продлению срока службы и предотвращению аварий. Нек-рые методы (гл. обр. акустические) позволяют при периодич. контроле изделий в процессе их эксплуатации оценивать повреждаемость материала, что особенно важно для прогнозирования остаточного ресурса изделий ответственного назначения. В связи с этим непрерывно повышаются требования, предъявляемые к достоверности информации, получаемой при использовании методов Д., а также к производительности контроля. Т. к. метрологич. характеристики дефектоскопов невысоки и на их показания влияет множество случайных факторов, оценка результатов контроля может быть только вероятностной. Наряду с разработкой новых методов Д., осн. направление совершенствования существующих — автоматизация контроля, применение многопараметровых методов, использование ЭВМ для обработки получаемой информации, улучшение метрологич. характеристик аппаратуры в целях повышения достоверности и производительности контроля, использование методов визуализации внутр. структуры и дефектов изделия.

Лит.: Шрайбер Д. С., Ультразвуковая дефектоскопия, М., 1965; Неразрушающие испытания. (Справочник), под ред. Д. Мак-Мастера, пер. с англ., кн. 1—2, М.— Л., 1965; Фалькевич А. С., Хусанов М. Х., Магнитографический контроль сварных соединений, М., 1966; Дорофеев А. Л., Электроиндуктивная (индукционная) дефектоскопия, М., 1967; Румянцев С. В., Радиационная дефектоскопия, 2 изд., М., 1974; Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий, под ред. В. В. Клюева, [т. 1—2], М., 1976; Неразрушающий контроль металлов и изделий, под ред. Г. С. Самойловича, М., 1976. *Д. С. Шрайбер.*

ДЕФЕ́КТЫ в кристаллах — устойчивые нарушения правильного расположения атомов или ионов в узлах кристаллич. решётки, соответствующего минимуму потенциальной энергии кристалла.

Геометрическая классификация Д. основана на числе измерений, в к-рых размеры дефектного участка (ядра Д.) значительно превышают межатомное расстояние a. К нульмерным, или точечным, Д., у к-рых все размеры сравнимы с a, относятся *вакансии*, *междоузельные атомы*, примесные атомы замещения и внедрения (в разбавленных *твёрдых растворах*) и их мелкие скопления. Одномерными, или линейными, Д. являются цепочки точечных Д., *дислокации* (полные, частичные, двойникующие, зернограничные, межфазные) и *дисклинации*. Дислокации имеют вдоль своей оси l размеры $\gg a$. Перпендикулярно l атомная конфигурация ядра дислокации ($\sim a$) обеспечивает скачок смещений атомов при обходе вокруг линии дислокации, равный вектору Бюргерса $\boldsymbol{b}$.

Двухмерными, или поверхностными, Д. являются *дефекты упаковки*, границы двойников (см. *Двойникование*) и зёрен (см. *Межзёренные границы*), антифазные и межфазные границы в *сплавах*, сама поверхность кристалла. Поверхностные Д., обрывающиеся внутри кристалла, ограничены полными или частичными дислокациями либо дисклинациями. Трёхмерными, или объёмными, Д. являются поры, трещины, включения др. фаз, тетраэдры из Д. упаковки.

Представление о точечных Д. введено в 1926 Я. И. Френкелем, понятие о дислокациях в 1934 независимо Дж. Тейлором (G. T. Taylor), Э. Орованом (E. Orowan), М. Поляни (M. Polanyi) в развитие идей И. В. Обреимова, Н. А. Бриллиантова, Л. В. Шубникова, Л. Прандтля (L. Prandtl), Делингера (V. Dehlinger) и др.

Основные характеристики Д.: энергия их образования U, равная разности между энергией кристалла с Д. и бездефектного кристалла из такого же числа атомов; характер изменения упругих искажений решётки вдали от Д., т. е. на расстоянии $r \gg a$; избыточный объём; атомная структура ядра Д.; зарядовое состояние Д.— суммарный заряд и распределение заряда в ядре Д.; магн. момент Д.; скорость перемещения Д. по кристаллу под действием приложенных к кристаллу механич., электрич. и др. сил (подвижность).

Энергия образования Д. Энергия образования вакансии (определяемая работой переноса атома из узла решётки на поверхность кристалла) $U \sim 1$ эВ. Энергия образования междоузельного атома (работа переноса атома с поверхности кристалла в междоузлие) порядка неск. эВ. Точечные Д. повышают конфигурац. *энтропию* S кристалла. Поэтому при конечной темп-ре T в термодинамич. равновесии, характеризуемом минимумом свободной энергии $F = nU - T\Delta S$, кристалл всегда содержит нек-рое кол-во (n) точечных Д. В простейшем случае одноатомных металлов относит. концентрация вакансий $C = \exp(-U/kT)$.

Энергия образования линейных, поверхностных и объёмных Д. велика, и при термодинамич. равновесии их в кристалле нет. Однако при механич. воздействии в кристалле могут возникнуть дислокации и др. Д. Т. к. время до спонтанной аннигиляции дислокаций или до их выхода из кристалла велико, то обычно любой кристалл содержит дислокации. Выращивание бездислокац. кристаллов макроскопич. размеров возможно лишь при соблюдении ряда спец. мер. Осн. долю энергии дислокации составляет энергия упругих искажений решётки вокруг неё; на единицу длины дислокации она порядка $0{,}1Gb^2$, где G — модуль сдвига, т. е. ок. 10 эВ на атомную плоскость, перпендикулярную оси дислокации. Поверхностная энергия Д. упаковки в разл. металлах и сплавах $U \sim 10$—200 мДж$\cdot$м$^{-2}$, для межзёренных границ $U \sim 1$ Дж$\cdot$м$^{-2}$. Энергия макроскопич. трёхмерных Д. определяется в осн. их поверхностной энергией и энергией упругих искажений.

Механические напряжения. Д., как правило, являются источниками внутр. механич. напряжений. Напряжение σ на расстоянии r от точечного Д. мощности C, определяемой разностью объёмов Д.— включения и полости в кристалле, в к-рую он вставлен, равно:

$$\sigma \sim GC/r^3, \quad (1)$$

т. е. спадает с r сравнительно быстро. В отличие от этого, упругое поле дислокации

$$\sigma \sim Gb/r \quad (2)$$

является дальнодействующим. Для поверхностных Д. σ спадает с r быстрее; так, для малоугловой дислокац. границы при $r>h$ (h — расстояние между дислокациями):

$$\sigma \approx \frac{Gbr}{h^2} e^{-2\pi r/h}. \quad (3)$$

Избыточный объём. При образовании точечных Д. после перенесения лишнего атома в кристалл (или удаления атома из узла) окружающие Д. атомы и все последующие атомы вплоть до поверхности кристалла смещаются (релаксируют) в положения с мин. энергией (ближайшие атомы вокруг вакансии сдвигаются к ней, междоузельный атом, наоборот, расталкивает окружающие атомы). В результате объём кристалла изменяется на ΔV. Напр., для вакансии $\Delta V = -(0{,}3-0{,}6)\Omega$, для междоузельного атома в конфигурации гантели $\Delta V = (1{,}7-2{,}2)\Omega$, где Ω — атомный объём для недостающего атома.

Для дислокации в линейной теории упругости $\Delta V = 0$, т. к. для винтовой дислокации диагональные компоненты тензора напряжений $\sigma_{ii}=0$, а для краевой дислокации сжатие решётки по одну сторону от плоскости скольжения точно скомпенсировано растяжением по др. сторону от неё. Учёт структуры ядра дислокации и нелинейных эффектов в теории упругости показывает, что дислокация вызывает расширение решётки ΔV на атомную плоскость, перпендикулярную оси дислокации, порядка Ω. Изменение объёма ΔV в случае поверхностных Д. соответствует увеличению локального межплоскостного расстояния на 10—20%.

Структура ядра Д. определяется структурой кристаллич. решётки. Среди точечных Д. резко различающимися атомными конфигурациями обладают междоузельные атомы. Они могут занимать междоузлия разл. симметрии (окта- и тетраэдрические в кубич. решётках), образовывать с одним из атомов решётки «гантели» разной ориентации либо обладать конфигурацией *краудиона*.

Ядру дислокации с вектором Бюргерса $\boldsymbol{b}$ бывает энергетически выгодно расщепиться на неск. частичных дислокаций с векторами Бюргерса $\boldsymbol{b}_i$ ($\boldsymbol{b}=\Sigma \boldsymbol{b}_i$), соединённых полосками из дефектов упаковки, к-рые лежат в плоскости скольжения или расположены под углом к ней. Особенно сложной бывает конфигурация ядра расщеплённой дислокации в объёмноцентриров. кубических и гексагональных кристаллах, а также в кристаллах с *элементарной ячейкой*, содержащей много атомов разных сортов.

Зарядовое состояние Д. Удаление иона при образовании вакансии, замещение иона примесным атомом иной валентности, внесение «лишнего» атома при образовании междоузельного атома, смещение ионных остовов при образовании дислокаций и поверхностных Д. вызывают появление нескомпенсиров. зарядов на Д. В металлах эти заряды в значит. мере экранируются путём перераспределения электронов проводимости. Однако экранировка оказывается неполной и вакансии имеют небольшой отрицат., а междоузельные атомы — положит. заряды. В случае краевой дислокации неполное экранирование ионного заряда, вызванного нелинейным увеличением объёма ΔV, вызывает появление результирующего заряда $\sim 0{,}1\ e$ на атомную плоскость (e — заряд электрона). В металлич. *поликристаллах* неполное экранирование вызывает также появление отрицат. заряда на границах зёрен.

В неметаллич. кристаллах точечные Д. имеют в запрещённой зоне локальные энергетич. уровни, к-рые могут быть либо пустыми (если они лежат выше уровня Ферми), либо заполненными одним или неск. электронами. В результате возникает множество центров, определяющих оптич., электрич., магн. и др. свойства ионных и полупроводниковых кристаллов (см., напр., *Центры окраски*).

В ионных кристаллах с заряженными точечными Д. электронейтральность обеспечивается тем, что Д. образуют пары — либо вакансия и междоузельный ион (дефекты Френкеля), либо 2 вакансии противоположного заряда (дефекты Шоттки), либо 2 межузельных иона (антипод дефекта Шоттки). Ядро дислокации в ионных кристаллах обычно не несёт результирующего заряда, т. к. на оси дислокации в плоскости скольжения разноимённые ионы, как правило, чередуются. Однако на ступеньках это чередование нарушено и ступеньки на дислокации несут заряд, равный, напр., в кристаллах типа NaCl $\pm e/2$, так что эффективный линейный заряд дислокации определяется линейной плотностью ступенек (а также адсорбированными дислокацией заряженными точечными Д.) и может доходить до 0,1 e на 1 атомную плоскость. В ядре краевых дислокаций в полупроводниковых кристаллах с решёткой *алмаза* имеются цепочки ненасыщенных связей (ловушки). При захвате электронов ловушками дислокации также приобретают заряд.

Подвижность Д. Движение точечных Д. по кристаллу происходит путём термически активированных атомных перестроек, характеризуемых энергией активации (миграции) U_m. Она варьируется обычно от 0,1 эВ (междоузельные атомы) до 1—2 эВ (вакансии). Исключением является безактивационное движение гантелей, динамич. краудионов и каналированных атомов под действием импульса, переданному атому при столкновении с быстрой частицей или в ударной волне (см. *Каналирование заряженных частиц*).

Скольжение дислокаций происходит под действием механич. напряжений σ. При $\sigma \leqslant 0{,}01\ G$ скорость дислокации определяется термически активированным преодолением разл. препятствий и равна:

$$v \approx v_0 \exp\left[-U_m(\sigma)/kT\right],$$

где v_0 — пропорц. площади, «заметаемой» дислокац. сегментом после преодоления препятствия, а энергия активации U_m зависит от вида препятствия. При больших σ скорость дислокации определяется динамич. торможением, обусловленным взаимодействием с *фононами* и *электронами проводимости*: $v=\sigma/B(T)$, где B — т. н. константа торможения, равная при комнатной температуре 10^{-4}—10^{-3} (пуаз). Т.п. переползание дислокации определяется механич. и осмотич. силами (вторая зависит от концентрации точечных Д.) и лимитируется диффузионным переносом массы к дислокации или от неё.

Миграция поверхностных Д. (границ зёрен) по нормали к поверхности обычно термически активирована и связана с перестройкой (поворотом) небольших групп атомов. При двойниковании и бездиффузионных фазовых превращениях Д. перемещается за счёт скольжения двойникующих или межфазных дислокаций, образующих уступы на границе.

Образование Д. и их наблюдение. Механизмы образования точечных Д.: смещение атома из узла в результате механич. воздействий, напр. в связи с соударением с быстрой частицей (см. *Радиационные дефекты*); перемещение ступенек на движущихся дислокациях; термоактивиров. зарождение Д. на внеш. поверхности кристалла, на дислокациях и поверхностных Д. внутри кристалла; рождение пар Френкеля при аннигиляции экситонов в неметаллич. кристаллах.

Зарождение дислокаций происходит при слиянии точечных Д., в процессе *кристаллизации*, при облучении быстрыми частицами и др. Образование поверхностных Д. связано с эпитаксиальной кристаллизацией, зарождением и ростом двойников или новых зёрен (при рекристаллизации или фазовом превращении).

Атомная структура ядер дислокаций, точечных и поверхностных Д. наблюдается с помощью автоионного микроскопа (см. *Ионный проектор*), методами электронной микроскопии и др. Дифракционные методы (*электронография*, *рентгеновский структурный анализ*, *нейтронография структурная*) используются для определения атомных конфигураций ядер и упругих полей Д. Ряд деталей установлен моделированием на ЭВМ.

Влияние Д. на свойства кристаллов. Д. влияют практически на все свойства кристалла. Всецело определяются ими т. н. структурно-чувствительные свойства: диффузионные явления (движение точечных Д.), *пластичность* (движение дислокаций и точечных Д.), разрушение (зарождение и рост трещин при объединении дислокаций), *рекристаллизация*, *двойникование*, фазовые превращения (движение межзёренных и межфазных границ), радиационные явления (изменения свойств кристаллов под действием быстрых частиц, создающих точечные Д.), электрические, оптические и др. свойства, обусловленные взаимодействием носителей заряда с Д.

В атомной структуре аморфных твёрдых тел (стёклах, *аморфных металлах* и сплавах, *аморфных и стеклообразных полупроводниках*) наблюдаются области размером $\sim a$ с аномальным взаимным расположением и плотностью атомов, обладающие собств. внутр. напряжениями, избыточным объёмом, подвижностью, т. е. рядом свойств точечных Д. и дислокаций.

Лит.: Ван Бюрен, Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962; Дамаск А., Динс Дж., Точечные дефекты в металлах, пер. с англ., М., 1966; Хирт Дж., Лоте И., Теория дислокаций, пер. с англ., М., 1972; Келли А., Гровс Г., Кристаллография и дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1974; Стоунхэм А. М., Теория дефектов в твердых телах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 2, М., 1979, гл. 5; Орлов А. Н., Введение в теорию дефектов в кристаллах, М., 1983; Орлов А. Н., Трушин Ю. В., Энергии точечных дефектов в металлах, М., 1983. *А. Н. Орлов.*

ДЕФЕ́КТЫ УПАКО́ВКИ — ошибки в порядке чередования плотноупакованных плоскостей кристалла. Атомные структуры ряда кристаллов можно представить в виде плотных шаровых упаковок. На рис. *а* представлен двумерный плотноупакованный слой шаров одинакового размера; второй такой слой можно расположить над первым двояко: шары укладываются в лунках типа B (упаковки типа AB) либо в лунках типа C (типа AC; рис., *б*). Третий слой можно расположить либо так, чтобы центры его шаров помещались над центрами шаров A, либо в лунках типа C. В первом случае получим двухслойную упаковку $ABAB\ldots$, во втором — трёхслойную $ABCABC\ldots$ (4-й слой располагается над 2-м либо над 1-м и т. д.). Первый тип упаковки реализуется в гексагональных плотноупакованных (ГПУ) структурах (Mg, Zn, α-Co), второй — в кубич. металлах (Ag, Au, β-Co) с гранецентрир. решёткой (ГЦК), а также в полупроводниках (Ge, Si, GaAs, PbS и т. д.).

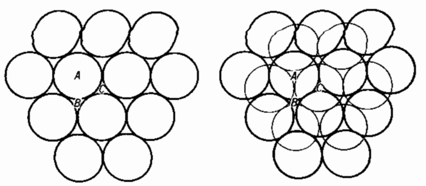


Рис. *а* — плотнейшая упаковка шаров в плоском слое, A — центр шара; *б* — два плотноупакованных слоя шаров (AC).

В идеальных кристаллах все плотноупакованные слои (плоскости) расположены в строгом порядке, образуя периодич. последовательности. Однако в реальных кристаллах часто (особенно при пластич. деформации, фазовых переходах или в процессе роста) возникают ошибки в расположении слоёв, напр. вместо последовательности $ABCABC\ldots$ может образоваться последовательность $ABCBCABC\ldots$; здесь из периодич. структуры удалена одна из плоскостей типа A, такой дефект наз. Д. у. **в ы ч и т а н и я**. Обратный случай, когда в последовательность плоскостей вставляется лишняя плоскость, называется Д. у. **в н е д р е н и я** ($ABCA\uparrow C\uparrow BCABC\ldots$) или двойным Д. у. (можно считать, что изъято две плоскости). В гексагональной двухслойной упаковке простой Д. у. выглядит как $ABA\uparrow CAB\ldots$, двойной Д. у.— как $ABA\uparrow C\uparrow BCB\ldots$

Д. у. могут образоваться в результате неоднородного распределения *вакансий* (Д. у. вычитания) либо *межузельных атомов* (Д. у. внедрения). В этих случаях Д. у. не выходят на боковую поверхность кристалла, а обрываются внутри его. При этом край Д. у. образуют линейные *дефекты*, наз. **ч а с т и ч н ы м и д и с л о к а ц и я м и**. Д. у. вычитания может образоваться и при сдвиге одной части кристалла (напр., верхней) относительно нижней. Действительно, если все атомы (типа B) верх. слоя (и всех вышележащих) сместятся в положение C, то вместо последовательности $ABCABCABC\ldots$ получим $ABCABCA\uparrow CABC\ldots$ (при перемещении слоя B в положение C расположенные на нём слои также перемещаются: C — —A; A — — B). Для получения двойного Д. у. необходимо произвести 2 последоват. сдвига:

$$ABCABC\ldots \text{———}\, ABCA\overset{I}{C}ABCABC\ldots \text{———}\, ABCA\overset{II}{C}BCABC\ldots$$

Так образуются Д. у. в процессе пластич. деформации и при фазовых превращениях.

При образовании Д. у. в кристаллах как бы возникают области не свойственной им структуры. Так, в случае Д. у. вычитания $ABC\uparrow BCABC\ldots$ в кубич. кристалле оказываются 4 слоя ($BCBC$), уложенных по закону

Вещество	Al	Fe_3Al	Co	Ni	Cu	Cu_3Zn	Ag	Si	Графит	AlN
$\mathcal{E}$, эрг/см²	170	500	20	150	40	7	25	40—50	0,51	4

гексагональной упаковки. Это приводит к увеличению энергии кристалла на небольшую величину, наз. **э н е р г и е й** Д. у. Очевидно, что чем меньше энергия $\mathcal{E}$ Д. у., тем больше вероятность их образования (табл.).

Д. у. тесно связаны с двойникованием кристалла. Так, если Д. у. образуются между каждой парой плоскостей в одной из половин ГЦК-кристалла, то это эквивалентно образованию пары двойников с плоскостью двойникования, проходящей, напр., по слою C: $ABCABCBACBAC$. Простой Д. у. вычитания можно рассматривать как пару параллельных и прилегающих плоскостей двойникования $ABCABC\uparrow BCABCA\ldots$, представляющих собой двойниковую прослойку мин. толщины. Д. у. дают на электронных микрофотографиях характерный контраст в виде чётких прямолинейных полос (если они нормальны к поверхности фольги) либо в виде светлых (Д. у. вычитания) или тёмных (Д. у. внедрения) пятен.

Лит.: Рид В., Дислокации в кристаллах, пер. с англ., М., 1957; Ван Бюрен, Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962; Фридель Ж., Дислокации, пер. с англ., М., 1967; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 2, М., 1979, гл. 5. *С. А. Семилетов.*

ДЕФОРМАЦИО́ННЫЕ КОЛЕБА́НИЯ — *нормальные колебания* многоатомных молекул, осн. вклад в к-рые вносят деформации валентных углов. Д. к. органич.

молекул, содержащих группы $>CH_2$, $-CH_3$, $=CH_2$, $-NH_2$ и т. н., могут быть двух типов — внутренние Д. к., при к-рых изменяются углы внутри группы (напр., углы H—C—H в группе CH_3), и внешние Д. к., при к-рых изменяются углы, определяющие поворот всей группы в целом. Д. к. не всегда могут быть однозначно выделены по формам колебаний: в нек-рые из них значит. вклад вносят деформации валентных связей и торсионные колебания (вращение вокруг хим. связей). Частоты Д. к. обычно ниже и, как правило, менее характеристичны, чем частоты валентных колебаний (см. *Характеристические частоты*, *Спектральный анализ*).

Лит. см. при ст. *Молекула*.

ДЕФОРМАЦИО́ННЫЙ ПОТЕНЦИА́Л — изменение энергии электрона в зоне проводимости или дырки в валентной зоне при деформировании полупроводника. Деформация изменяет ширину запрещённой зоны полупроводника и тем самым положение дна зоны проводимости и «потолка» валентной зоны (см. *Зонная теория*). Энергия электрона $\mathscr{E}$ изменяется при деформации кристалла на величину $\Delta\mathscr{E}=\mathscr{E}-\mathscr{E}_0=\sum_{ik} D_{ik}u_{ik}$, где $\mathscr{E}_0$ — энергия при отсутствии деформации, D_{ik} — тензор Д. п., u_{ik} — тензор деформации. Для упрощённого описания деформац. эффектов в полупроводниках иногда вводят величину $d\mathscr{E}_g/dp$, к-рая характеризует изменение ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ полупроводника при всестороннем сжатии (p — давление). Напр., для кристалла германия $d\mathscr{E}_g/dp=5\cdot10^{-6}$ эВ/атм, а для кремния $+1{,}5\cdot10^{-6}$ эВ/атм. Д. п. позволяет описать взаимодействие носителей заряда с акустич. ДВ-фононами в полупроводниках всех типов. В пьезоэлектрич. полупроводниках (напр., в Ge) взаимодействие через Д. п. определяет существование таких эффектов, как электронное поглощение УЗ (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*), *акустоэлектрический эффект* и др. В пьезоэлектрич. полупроводниках пьезоэлектрич. взаимодействие на относительно низких частотах (~ 50 МГц) сильнее, чем взаимодействие через Д. п., однако на частотах в неск. ГГц они выравниваются. Д. п. определяет также *тензорезистивный эффект*, на основе к-рого работают датчики давления, полупроводниковые тензометры, микрофоны и др. устройства.

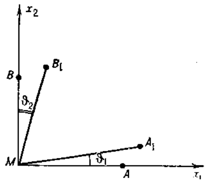
Лит.: Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972. *Э. И. Рашбо.*

ДЕФОРМА́ЦИЯ механическая (от лат. deformatio — искажение) — изменение взаимного расположения множества частиц материальной среды, к-рое приводит к искажению формы и размеров тела и вызывает изменение сил взаимодействия между частицами, т. е. появление напряжений (см. *Напряжение механическое*). Д. тела возникает в результате приложения механич. сил, теплового расширения, воздействия электрич. и магн. полей и др. Д. наз. упругой, если она возникает и исчезает одновременно с нагрузкой и не сопровождается рассеянием энергии. Пластическая Д. сохраняется при снятии напряжений и сопровождается рассеянием энергии; величина её зависит не только от значений приложенных сил, но и от предшествующей истории их изменения. Для вязкоупругой Д. типична явная зависимость от процесса нагружения во времени, причём при снятии нагрузки Д. самопроизвольно стремится к нулю.

В кристаллах упругая Д. проявляется в изменении расстояний между узлами и перекосе кристаллич. решётки без изменения порядка расположения атомов; первонач. конфигурация восстанавливается при снятии нагрузки (см. *Упругость*). Одними из механизмов пластич. Д. в кристалле являются движение и размножение *дислокаций*. При малых напряжениях перемещение дислокаций обратимо. При напряжениях выше предела упругости движение дислокаций вызывает необратимую перестройку кристаллич. структуры, т. е. Д. становится пластической (см. *Пластичность кристаллов*). В поликристаллич. теле (напр., в техн. металле), как правило, одна часть зёрен деформируется упруго, другая — пластически. При этом в макромасштабе необратимая Д. может оказаться ничтожно малой (и тело считается упругим), но её наличие проявляется в т. н. *гистерезисе упругом* (в частности, свободные колебания затухают вследствие рассеяния энергии, затрачиваемой на пластич. Д. множества зёрен). Для возникновения движения и размножения дислокаций требуется определ. время. С этим связана динамич. чувствительность материала: чем быстрее возрастает нагрузка, тем меньшая пластич. Д. возникает при определ. величине напряжения. Если напряжения, превышающие предел упругости, действуют кратковременно, то движение и размножение дислокаций не успевают развиться и пластич. Д. не возникает (см. *Запаздывание текучести*). Д. ползучести связана с движением дислокаций, диффузией внедрённых атомов, перестройкой межзёренных связей.

В полимерах Д. определяется изменением конфигурации длинных полимерных цепей и поперечных связей между ними. Наличие дальних взаимодействий обусловливает протяжённость во времени развития Д. Для полимеров типична вязкоупругая Д. (см. *Вязкоупругость*).

В механике сплошной среды рассматриваются Д. бесконечно малой окрестности точки, но к-рым воспроизводится Д. тел произвольных форм и размеров. Волокном наз. линия, состоящая из частиц вещества. Относительным удлинением ε волокна наз. отношение изменения его длины $l-l_0$ к первонач. длине l_0, т. е. $\varepsilon=(l-l_0)/l_0$. Сдвигом наз. изменение угла между элементарными (бесконечно малыми) волокнами, исходящими из одной точки среды и взаимно перпендикулярными до Д.



В точке (её окрестности) Д. определена, если известны относит. удлинения бесчисленного множества элементарных (бесконечно малых) волокон, содержащих эту точку, и изменения углов между ними. Д. наз. малой при $\varepsilon \ll 1$ (практически — до величин порядка 5—7%).

Относит. удлинения элементарных волокон, содержащих рассматриваемую точку M и направленных до Д. параллельно осям прямоуг. системы координат $Ox_1x_2x_3$, при малой Д. обозначаются ε_{11}, ε_{22}, ε_{33}, а сдвиги между ними — $2\varepsilon_{12}$, $2\varepsilon_{23}$, $2\varepsilon_{31}$, причём $\varepsilon_{12}=\varepsilon_{21}$, $\varepsilon_{23}=\varepsilon_{32}$, $\varepsilon_{31}=\varepsilon_{13}$. Если MA и MB (рис.) — координатные материальные отрезки до деформации и MA_1 и MB_1 — их положения после деформации, то $\varepsilon_{11}=(MA_1-MA)/MA$, $\varepsilon_{22}=(MB_1-MB)/MB$, $\varepsilon_{12}=(\vartheta_1+\vartheta_2)/2$. Шесть величин ε_{ij} образуют тензор малой Д., к-рый полностью определяет Д. окрестности точки M. Напр., относит. удлинение волокна, направление к-рого ϑ образует углы α_1, α_2, α_3 с осями $Ox_1x_2x_3$, равно

$$\varepsilon_\nu=\varepsilon_{11}l_1^2+\varepsilon_{22}l_2^2+\varepsilon_{33}l_3^2+2\,(\varepsilon_{12}l_1l_2+\varepsilon_{23}l_2l_3+\varepsilon_{31}l_3l_1), \qquad (1)$$

где $l_1=\cos\alpha_1$, $l_2=\cos\alpha_2$, $l_3=\cos\alpha_3$. Относит. изменение объёма окрестности точки $(dV-dV_0)/dV_0$ равно $\theta=\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33}$. Величина $\varepsilon=\theta/3$ наз. средней (гидростатич.) Д. окрестности точки. Тензор Д. можно представить в виде суммы шарового тензора и девиатора. Шаровой тензор Д. определяется величинами

$$e_{11}=e_{22}=e_{33}=\varepsilon, \quad e_{12}=e_{23}=e_{31}=0$$

и характеризует объёмную Д. (расширения — сжатия), которую относят к упругой. Величины $э_{11}=\varepsilon_{11}-\varepsilon$, $э_{22}=\varepsilon_{22}-\varepsilon$, $э_{33}=\varepsilon_{33}-\varepsilon$, $э_{12}=\varepsilon_{12}$, $э_{23}=\varepsilon_{23}$, $э_{31}=\varepsilon_{31}$ определяют девиатор Д., который характеризует Д. изменения формы (сдвига), но не объёма. Такое представление удобно в связи с различием поведения материала при гидростатическом расширении-сжатии и сдвиге. В теории пластичности процесс девиаторной Д. играет особую роль; её изображают кривой — т. п. траекторией Д. Важными характеристиками траектории Д. являются её кривизны.

Шесть ф-ций $\varepsilon_{ij}(x_1, x_2, x_3)$ определяют деформиров. состояние тела. Если ε_{ij} не зависят от координат, Д. тела наз. **однородной**. Т. к. величины ε_{ij} связаны с удлинениями и поворотами координатных волокон, то их значения зависят от выбора системы координат. Напр., относит. удлинение ε'_{11} волокна, совпадающего до Д. с направлением оси Ox'_1 системы $Ox'_1x'_2x'_3$, вычисляется по ф-ле (1), если в ней α_1, α_2, α_3 — углы между $O'x_1$ и осями $Ox_1x_2x_3$. При этом величины

$$E_1=\theta,\ E_2=\varepsilon_{11}^2+\varepsilon_{22}^2+\varepsilon_{33}^2+2(\varepsilon_{12}^2+\varepsilon_{23}^2+\varepsilon_{31}^2),$$

$$E_3=\begin{vmatrix}\varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13}\\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23}\\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33}\end{vmatrix} \qquad (2)$$

не изменяются при повороте системы координат и наз. **инвариантами** тензора Д. В каждой точке среды существует три таких взаимно перпендикулярных волокна, что углы между ними при Д. остаются прямыми. Их относит. удлинения ε_1, ε_2, ε_3 наз. **главными удлинениями** или главными Д., а их направления — **главными осями** Д. в точке. Главные удлинения также являются инвариантами тензора Д., причём

$$E_1=\varepsilon_1+\varepsilon_2+\varepsilon_3,\quad E_2=\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2+\varepsilon_3^2,$$
$$E_3=\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3.$$

Компоненты тензора малой Д. выражаются через координаты вектора перемещения точки $\boldsymbol{u}=u_1\boldsymbol{e}_1+u_2\boldsymbol{e}_2+u_3\boldsymbol{e}_3$ ($\boldsymbol{e}_i$ — единичные векторы вдоль координатных осей) ф-лами

$$\left.\begin{aligned}&\varepsilon_{11}=\partial u_1/\partial x_1,\ \varepsilon_{22}=\partial u_2/\partial x_2,\ \varepsilon_{33}=\partial u_3/\partial x_3,\\ &\varepsilon_{12}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}+\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right),\quad \varepsilon_{23}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3}+\frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right),\\ &\varepsilon_{31}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1}+\frac{\partial u_1}{\partial x_3}\right).\end{aligned}\right\}\qquad (3)$$

Требование сохранения сплошности тела при Д. налагает на ф-ции ε_{ij} определ. ограничения, выражаемые ур-ниями совместности Д. Девять величин $\partial u_i/\partial x_j$, входящих в равенства (3), образуют тензор дисторсии, к-рый определяет не только Д. окрестности точки, но и её поворот.

Иногда удобно рассматривать вектор скорости частицы среды $\boldsymbol{v}=d\boldsymbol{u}/dt=v_1\boldsymbol{e}_1+v_2\boldsymbol{e}_2+v_3\boldsymbol{e}_3$, где $v_i=du_i/dt$, и тензор скоростей Д. v_{ij}, к-рый определяется ф-лами, аналогичными (3), где u_i заменены на v_i.

Компоненты конечной (большой) Д. уже не могут рассматриваться как относит. удлинения и изменения первоначально прямых углов. Количественную меру конечной Д. определяет изменение геометрич. характеристик системы координат, к-рая как бы вморожена в среду и деформируется вместе с ней.

В декартовой системе координат компоненты тензора конечной Д. выражаются через перемещения точек среды ф-лами

$$\left.\begin{aligned}&\tilde{\varepsilon}_{11}=\frac{\partial u_1}{\partial x_1}+\frac{1}{2}\sum_{m=1}^{3}\left(\frac{\partial u_m}{\partial x_1}\right)^2,\\ &\dots\dots\dots\dots\dots\\ &\tilde{\varepsilon}_{12}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}+\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right)+\frac{1}{2}\sum_{m=1}^{3}\frac{\partial u_m}{\partial x_1}\frac{\partial u_m}{\partial x_2},\\ &\dots\dots\dots\dots\dots\end{aligned}\right\}\qquad (4)$$

При малых деформациях малые величины $\left|\frac{\partial u_m}{\partial x_i}\frac{\partial u_m}{\partial x_j}\right| \ll \left|\frac{\partial u_k}{\partial x_n}\right|$ отбрасываются и получаются ф-лы (3).

Иногда в качестве меры конечной Д. вводят логарифмич. Д. $\varepsilon=\ln(l/l_0)$.

Измерения Д. (механические, электрические, магнитные и др.) основаны на прямом или косвенном измерении расстояний между фиксиров. точками тела или порождаемых Д. эффектов (оптических, пьезоэлектрических и т. п.). Количественные характеристики Д. являются существ. параметрами термомеханич. состояния вещества и используются в расчётах прочностных характеристик конструкций, усилий и течения вещества при обработке металлов давлением и др.

Лит.: Ильюшин А. А., Ленский В. С., Сопротивление материалов, М., 1959; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1, М., 1983; Ильюшин А. А., Механика сплошной среды, 2 изд., М., 1978. *В. С. Ленский.*

ДЕФОРМИ́РОВАННЫЕ ЯДРА — атомные ядра, форма к-рых в основном состоянии отличается от сферической. Они имеют аномально большие электрич. квадрупольные моменты Q — в 30 раз больше предсказываемых одночастичной *оболочечной моделью ядра*. Д. я. были открыты в 1949 в результате измерения Q. Доказательством их существования являются спектры возбуждённых состояний Д. я., образующие систему вращат. полос (см. *Вращательное движение ядра*).

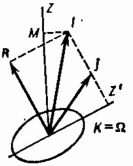
На каждом состоянии Д. я. основана вращат. полоса, уровни к-рой имеют определ. чётность и последовательность угл. моментов I. Для сферич. ядра коллективное вращение (согласно квантовой механике) невозможно. Коллективное вращение и движение нуклонов в Д. н. в нек-ром приближении можно считать независимыми (адиабатич. приближение).

В зависимости от числа нуклонов A (массового числа) существует 5 областей Д. я.: 1) лёгкие ядра с $19\leqslant A\leqslant 25$ (изотопы Mg и Al); 2) нейтроноизбыточные ядра с $96\leqslant A\leqslant 116$ (изотопы Zr, Mo, Ru и Pd); 3) нейтронодефицитные ядра изотопов Xe и Ba с $120\leqslant A\leqslant 170$; 4) ядра редкоземельных элементов с $158\leqslant A\leqslant 170$; 5) ядра актинидов с $A\geqslant 224$, включая *трансурановые элементы*.

Деформация ядер — квантовый эффект, связанный с оболочечной структурой ядра. Конфигурации заполненных оболочек сферически симметричны. Напротив, орбиты частиц, не входящих в заполненные оболочки, анизотропны, что приводит к отклонению формы ядра от сферически симметричной. Все обнаруженные Д. я. имеют форму вытянутых эллипсоидов вращения. Отклонению от аксиальной симметрии препятствуют *спин-орбитальное взаимодействие* нуклонов и парные корреляции нуклонов в ядре (см. ниже). Неаксиальная форма возможна у самых лёгких Д. я. Неск. нуклонов сверх заполненных оболочек в этих ядрах составляют значит. часть всех частиц в ядре, что приводит к наибольшим наблюдаемым деформациям.

Деформация ядер в возбуждённых состояниях менее изучена. Установлено, что величина Q в состояниях, соответствующих вращат. полосе, слабо изменяется с ростом полного угл. момента ядра I до 20. Оболочечные эффекты могут приводить к образованию возбуждённых конфигураций, форма к-рых существенно отличается от равновесной формы ядра в основном состоянии (изомеры формы). Наблюдаются высокоспиновые изомерные состояния сферич. ядер, в к-рых ядро имеет сплюснутую форму (сфероид); пример—деформированные возбуждённые состояния сферич. ядер ^{16}O и ^{40}Ca с заполненными оболочками. В Д. я. 5-й области обнаружены спонтанно делящиеся изомеры формы (см. *Деление ядер*).

Электрические квадрупольные моменты и параметры квадрупольной деформации. Большой квадрупольный момент Q у ядер, удалённых от *магических ядер*, обусловлен когерентым смешиванием нуклонных оболочечных конфигураций. Аксиальное ядро характеризуется внутр. электрич. квадрупольным моментом Q_0, т. е. квадрупольным моментом относительно собств. системы координат x', y', z', жёстко связанной с ядром (рис. 1). Вращение ядра приводит к усреднению зарядового эксцентриситета. Статич. квадрупольный момент Q ядра определяется как ср. значение этой величины $\hat{Q}$ в состоянии с макс. проекцией ($M=I$) полного угл. момента I ядра на выделенное в пространстве направление z (рис. 1):



$$Q=\frac{3K^2-I\,(I+1)}{(I+1)\,(2I+3)}\,Q_0. \qquad (1)$$

Рис. 1. Схема связи угловых моментов в медленно вращающемся деформированном ядре: R — угловой момент коллективного вращения, J — суммарный угловой момент нуклонов, I — полный угловой момент.

Здесь K — проекция I на ось z', совпадающую с осью симметрии Д. я. Для основного состояния ядра $K=I$, поэтому:

$$Q=\frac{I\,(2I-1)}{(I+1)\,(2I+3)}\,Q_0. \qquad (2)$$

Из (2) видно, что в состояниях с $I=0$ и $^1/_2$ $Q=0$, даже если $Q_0\neq0$ (согласно квантовой механике, направление оси симметрии ядра в пространстве в этом случае равновероятно). Величина Q определяется из *сверхтонкой*

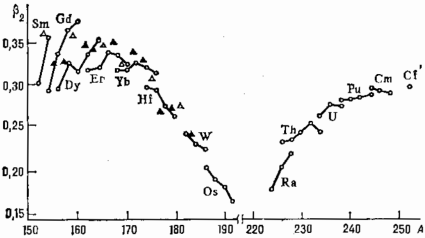


Рис. 2. Параметры β_2 квадрупольной деформации основных состояний ядер с $A>150$; ○ — чётно-чётные ядра, △ — нечётно-протонные ядра, ● — нечётно-нечётные ядра, ▲ — нечётно-нейтронные ядра.

структуры атомных спектров, а Q_0 — из сечений кулоновского возбуждения вращат. состояний или их времён жизни (последние измерения дают величину Q_0^2, знак Q_0 устанавливается по Q; см. *Кулоновское возбуждение ядра*).

Параметры деформации ядра определяются по величине Q_0 и зависят от распределения плотности ядерного вещества. В простейшем случае предполагается, что ядро — равномерно заряженный эллипсоид вращения с полуосями $a>b$. Плотность распределения нейтронов и протонов постоянна внутри эллипсоида и равна 0 вне его (модель ядра с резким краем). Размер ядра определяется среднеквадратичным радиусом $R_0=1{,}2A^{1/3}$ Ферми, а его форма выражением:

$$R\,(\theta)=R_0\,[1+\beta_2Y_{20}\,(\theta,\ \varphi)], \qquad (3)$$

где Y_{20} — сферич. ф-ция, β_2 наз. параметром квадрупольной деформации:

$$\beta_2=\left(\frac{16\pi}{45}\right)^{1/2}\frac{a-b}{R_0}=1{,}06\,\frac{a-b}{R_0}. \qquad (4)$$

При малых деформациях:

$$Q_0=\frac{3e}{\sqrt{5\pi}}\,ZR_0^2\,\beta_2, \qquad (5)$$

где e — элементарный заряд. Для больших деформаций β_2 в (5) следует заменить на $\beta_2\,(1+0{,}16\beta_2+0{,}20\beta_2^2)$. Для Д. я. 4-й и 5-й групп $\beta_2\sim0{,}2-0{,}3$ (рис. 2), что согласуется с оценкой $\beta_2\sim A^{-1/3}$ [отношение числа нуклонов вне заполненных оболочек ($A^{2/3}$) к A]. Ядра с нечётным A и нечётно-нечётные ядра имеют примерно такую же равновесную деформацию, как и соседние чётно-чётные ядра.

Др. определение параметра квадрупольной деформации δ:

$$\delta=\frac{a-b}{R_0}+\frac{1}{6}\left(\frac{a-b}{R_0}\right)^2+\dots. \qquad (6)$$

Для него Q_0 пропорц. δ при любой величине деформации. Соотношение между δ и β имеет вид:

$$\delta=0{,}95\beta_2\,(1-0{,}48\beta_2). \qquad (7)$$

Деформации высших порядков. Кроме квадрупольной деформации, играющей гл. роль, Д. я. обладают аксиальными деформациями высш. порядков. Форма ядра, имеющего квадрупольную и гексадекапольную (4-го порядка) деформации, даётся выражением:

$$R\,(\theta)=R_0\,[1+\beta_2Y_{20}\,(\theta,\ \varphi)+\beta_4Y_{40}\,(\theta,\ \varphi)], \qquad (8)$$

где β_4 — параметр гексадекапольной деформации (рис. 3). С учётом β_4 Q_0 для ядра с резкой границей описывается ф-лой (5), в к-рой β_2 следует заменить на $\beta_2\,(1+0{,}36\beta_2+0{,}96\beta_4)+0{,}33\beta_4^2$. Параметр гексадека-

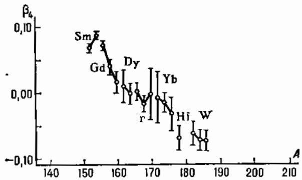


Рис. 3. Гексадекапольные деформации основных состояний ядер редкоземельных элементов; вертикальные линии — ошибки измерений.

польной деформации β_4 для редкоземельных ядер меньше 0 и в 20—30 раз меньше β_2.

Структура основных состояний. Д. я. обладают широким спектром коллективных и одночастичных движений, в к-рых проявляются как макроскопич. свойства ядра, так и оболочечные (квантовые) эффекты. Для описания одночастичного движения нуклонов в Д. я. используется несферич. ср. поле, представляющее собой аксиально-симметричный, квадрупольно-деформированный потенциал, учитывающий спин-орбитальное взаимодействие нуклонов. Наиб. распространён т. н. потенциал Нильссона — потенциал анизотропного гармонич. осциллятора. Потенциал Нильссона имеет бесконечную глубину, поэтому он плохо описывает движение нуклонов на границе и вне ядра. Ближе к реальному ср. полю ядра потенциал конечной глубины с размытым краем (потенциал Саксона — Вудса). Для нейтронной и протонной систем потенциалы поля несколько отличны.

Квантовые числа однонуклонного движения определяются симметрией ср. поля. Пространств. *чётность* π и проекция Ω полного угл. момента j нуклона на ось симметрии ядра z' являются интегралами движения. Состояние с данным Ω двукратно вырождено, т. к. орбиты, отличающиеся только знаком Ω, инвариантны относительно отражения времени. Следствием аксиальности деформации является равенство $\Omega=K$.

Для определения др. квантовых чисел Д. я. важна близость ср. поля ядра к потенциалу гармонич. осциллятора. В анизотропном осцилляторном потенциале движение разделяется на независимые колебания вдоль оси z' (квантовое число $n_{z'}$) и в плоскости, перпендикулярной этой оси ($n_{\perp}$). Вырожденные состояния с одинаковым $n_{\perp}$ можно характеризовать проекцией Λ орбитального момента нуклона на ось z':

$$\Lambda = \pm n_{\perp},\ \pm(n_{\perp}-2),\ \ldots,\ \pm 1 \text{ или } 0. \qquad (9)$$

Однако из-за спин-орбитальной связи ни Λ, ни проекция спина нуклона на ось z' ($\Sigma=\pm{}^1/_2$) не сохраняются, сохраняется проекция полного угл. момента $\Omega=\Lambda+\Sigma$.

В реальном ядерном потенциале $n_{\perp}$, n_z или N, n_z ($N=n_{\perp}+n_z$ наз. гл. осцилляторным квантовым числом) приближённо сохраняются. Существование др. пары приближённых квантовых чисел Λ, Σ не зависит от конкретного вида потенциала и является следствием аксиальной симметрии ядра (в несферич. потенциале состояния с различными Λ, связанные спин-орбитальным взаимодействием, различаются по энергии и поэтому слабо смешиваются). Четыре приближённых квантовых числа N, $n_{z'}$, Λ, Σ полностью характеризуют состояние нуклона в ср. поле ядра. Для квантовых чисел однонуклонного движения принята запись:

$$\Omega^{\pi}[Nn_z\Lambda\Sigma], \qquad (10)$$

причём $\pi=(-1)^N$.

В основном состоянии чётно-чётных Д. я. уровни ср. поля нейтронов или протонов заполняются нуклонами попарно ($\pm\Omega$). Такое «выстраивание» орбитального движения нуклонов приводит к нулевой суммарной проекции угл. момента ядра $\boldsymbol{I}$ на ось симметрии z': $K=\sum_{i=1}^{A}\Omega_i=0$. Последняя заполненная орбита в нейтронных или протонных конфигурациях наз. энергией ε_F или поверхностью Ферми (энергия Ферми нейтронов $\varepsilon_F^{\rm n}$, протонов $\varepsilon_F^{\rm p}$). У Д. я. с нечётным числом нуклонов все низшие орбиты попарно заполнены, а нечётный нуклон занимает низший свободный уровень. Поэтому K и π основного состояния нечётного ядра совпадают с Ω и π орбиты нечётного нуклона. У нечётно-нечётных Д. я. нечётный нейтрон и протон находятся на двух разл. орбитах, если число нейтронов и протонов различно. Все низшие орбиты нейтронов и протонов попарно заполнены. В основном состоянии нейтрон и протон должны находиться в триплетном спиновом состоянии: $\Sigma_{\rm n}+\Sigma_{\rm p}=1$ (п р а в и л о Г а л л а х е р а — М о ш к о в с к о г о), поэтому $K=|\Omega_{\rm n}\pm\Omega_{\rm p}|$.

Возбуждённые состояния Д. я. Парные корреляции нуклонов. Возбуждённые состояния ядер образуются при переходе частиц из заполненных уровней на свободные. Незаполненные орбиты под уровнем Ферми образуют «дырочные» состояния, а заполненные над уровнем Ферми — «частичные». Возбуждённые состояния определяются гл. обр. т. н. остаточным взаимодействием между нуклонами, в частности взаимодействием, переводящим пару нуклонов одного сорта из состояния $(\nu\bar{\nu})$ в состояние $(\nu'\bar{\nu}')$, где ν, ν' — совокупности квантовых чисел (10), а $\bar{\nu}$, $\bar{\nu}'$ — сопряжённые по времени состояния с проекцией момента $-\Omega$. Это взаимодействие приводит к парным корреляциям сверхпроводящего типа, к-рые в Д. я. характеризуются сильным конфигурационным смешиванием уровней ν и $\bar{\nu}$, находящихся в интервале энергий порядка энергии корреляции пары $\Delta\sim\varepsilon_F A^{-2/3}$ по обе стороны от поверхности Ферми.

Парные корреляции в Д. я. существуют независимо в протонной и нейтронной системах (нейтрон — протонное спаривание не играет роли). Пара образована нуклонами с противоположным знаком Ω. Число коррелированных пар $\sim\rho_0\Delta\sim A^{1/3}$, где ρ_0 — плотность одночастичных уровней у поверхности Ферми. Энергия корреляции Δ для протонов несколько больше, чем для нейтронов. В среднем для чётно-чётных Д. я. редкоземельных элементов $\Delta_{\rm n}=0{,}8$ МэВ, $\Delta_{\rm p}=0{,}9$ МэВ; для актинидов — $\Delta_{\rm n}=0{,}7$ МэВ, $\Delta_{\rm p}=0{,}8$ МэВ.

Несмотря на сильное конфигурационное смешивание, одночастичное движение нуклонов сохраняет характерные черты, в частности сохраняются K и π основных состояний ядер. Однако в результате когерентного взаимодействия, в к-ром участвуют $A^{1/3}$ частиц вблизи поверхности Ферми, в ядре возникают элементарные возбуждения, наз. *квазичастицами*. Квазичастица представляет собой суперпозицию частицы и дырки. Основным состоянием чётно-чётного ядра является вакуум квазичастиц, а возбуждённые ядра содержат чётное число квазичастиц. В этих ядрах нет квазичастичных возбуждений с энергией $\mathscr{E}<1{,}5$—$2{,}0$ МэВ, т. к. мин. энергия двухквазичастичного возбуждения, связанного с разрывом пары, равна 2Δ. Энергетич. щель в спектре возбуждённых состояний чётно-чётных Д. я.— характерный признак парных корреляций сверхпроводящего типа.

В основном состоянии нечётных Д. я. неспаренный нуклон занимает уровни, ближайшие к поверхности Ферми, уменьшая тем самым объём фазового пространства для взаимодействия остальных нуклонов того же сорта. Этот т. н. эффект блокировки уменьшает Δ приблизительно на 10—20% по сравнению с чётными Д. я. Возбуждённые уровни нечётных Д. я. с энергией $\mathscr{E}<0{,}5$ МэВ — одноквазичастичные состояния нечётного нуклона. Плотность уровней в этом интервале энергий примерно вдвое превышает плотность одночастичных состояний ср. поля ядра, что объясняется характерным спектром одноквазичастичных возбуждений:

$$\mathscr{E}_\nu=\sqrt{(\varepsilon_\nu-\varepsilon_F)^2+\Delta^2}, \qquad (11)$$

где ε_ν — энергия нуклона в ср. поле в состоянии с квантовыми числами ν. При $\mathscr{E}\geqslant 1{,}5$—$2{,}0$ МэВ плотность уровней сильно возрастает из-за появления трёхквазичастичных возбуждений. В интервале $0{,}5<\mathscr{E}<2$ МэВ плотность возбуждённых уровней также больше одноквазичастичной из-за состояний, представляющих собой суперпозицию одноквазичастичных возбуждений с колебательными (см. *Колебательные возбуждения ядер*).

Магнитный момент Д. я. обусловлен вращением ядра как целого и внутр. движением нуклонов. Его можно представить в виде:

$$\mu=\mu_0(g_R\boldsymbol{R}+g_k\boldsymbol{j}). \qquad (12)$$

Здесь $\mu_0=e\hbar/2Mc$ — *ядерный магнетон* (M — масса нуклона), g_R — коллективное *гиромагнитное отношение*, g_k — внутр. *g-фактор*, $\boldsymbol{R}$ — вращат. момент ядра (рис. 1). В состояниях вращат. полосы с $K=0$ чётно-чётных Д. я. магн. момент определяется только коллективным вращением:

$$\mu/\mu_0=g_R I. \qquad (13)$$

В полосах чётно-чётных ядер с $K\neq 0$ и нечётных с $K>{}^1/_2$:

$$\frac{\mu}{\mu_0}=g_R I+(g_k-g_R)\frac{K^2}{I+1}. \qquad (14)$$

Магн. момент состояний нечётных ядер с $K={}^1/_2$ зависит также от т. н. магн. параметра развязывания, к-рый определяется внутр. структурой ядра.

Коллективное гиромагн. отношение g_R определяется относит. вкладом протонов во вращат. движение ядра. Оно равно отношению момента инерции протонов $J_{\rm p}$ к полному моменту инерции ядра $J=J_{\rm n}+J_{\rm p}$:

$$g_R=J_{\rm p}/(J_{\rm n}+J_{\rm p}). \qquad (15)$$

Величина g_R в ср. на 20% меньше значения Z/A, получающегося для равномерно заряженного вращающегося твёрдого ядра. В нечётном ядре нечётный нуклон увеличивает либо J_p для нечётно-протонных ядер, либо J_n для нечётно-нейтронных и коллективный g-фактор первых больше, а вторых меньше, чем g_R для соседних чётно-чётных ядер. По абс. величине эта чётно-нечётная разность коллективных гиромагнитных отношений $\leqslant 30\%$.

Лит.: Рейнуотер Дж., Как возникла модель сфероидальных ядер, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 120, с. 529; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977, гл. 4,5. *И. М. Павличенков.*

ДЕ ХА́АЗА — ВАН А́ЛЬФЕНА ЭФФЕ́КТ — наблюдаемая в металлах и *вырожденных полупроводниках* при низких темп-рах осциллирующая зависимость магн. момента $\boldsymbol{M}$ от внеш. магн. поля $\boldsymbol{B}$. Впервые обнаружен В. де Хаазом (W. J. de Haas) и П. ван Альфеном (P. van Alphen) в Bi в 1930. В дальнейшем наблюдался практически у всех чистых металлов, у ряда *интерметаллических соединений* и др. веществ, имеющих металлич. проводимость (MoO_2, WO_2 и др.), а также в вырожденных полупроводниках и *двумерных проводниках*, в частности *гетероструктурах*. Д. Х.— в. А. э., как и др. *квантовые осцилляции* в магн. поле (напр., *Шубникова — де Хааза эффект*), обусловлен квантованием движения электронов в магн. поле.

Период осцилляций ΔB^{-1} позволяет определить площади экстремальных (по проекции *квазиимпульса* на $\boldsymbol{B}$) сечений $S_{\text{экстр}}$ *ферми-поверхности* в соответствии с Лифшица — Онсагера формулой:

$$S_{\text{экстр}} = 2\pi\hbar e/c\Delta B^{-1}.$$

Здесь e — заряд электрона. Д. Х.—в. А. э. приводит к образованию диамагнитных доменов при $4\pi\,(\partial M/\partial B^{-1}) > 1$. Наблюдению осцилляций магн. момента, как правило, не мешают побочные явления. В сочетании с простотой измерения магн. восприимчивости это обусловило широкое использование Д. Х.— в. А. э. в экспериментальной физике металлов (форма поверхности Ферми и др.).

Лит.: Шейберг Д., Магнитные осцилляции в металлах, пер. с англ., М., 1986. *В. С. Эдельман.*

ДЕЦИ... (от лат. decem — десять; g, d) — приставка для образования наименования дольной единицы, равной $^1/_{10}$ от исходной. Напр., 1 дм (дециметр) = 0,1 м.

ДЕЦИБЕ́Л (дБ, dB) — дольная единица *бела*. 1 дБ = = 0,1 Б. Для сравниваемых значений P_2 и P_1 энергетич. величин $A = 10\ \lg(P_2/P_1)$ дБ, а для значений F_2 и F_1 силовых величин $A = 20\ \lg(F_2/F_1)$дБ. Логарифмич. уровень $A = 1$дБ при $P_2 = 1{,}259\ P_1$ или $F_2 = 1{,}122\ F_1$. *Ю. И. Иориш.*

ДЕЦИЛО́Г (дг, dg) — единица логарифмич. уровня $B = 10\ \lg(Q_2/Q_1)$, где Q_1 и Q_2 — сравниваемые значения одноимённой величины. В отличие от *бела* и *децибела* для Д. не делается различия между энергетич. и силовыми величинами: условия, ограничения, а также нач. уровень Q_1 оговариваются в каждом конкретном случае сравнения.

Лит.: Гинкин Г. Г., Логарифмы, децибелы, децилоги, М.— Л., 1962. *Ю. И. Иориш.*

ДЕЦИМЕТРО́ВЫЕ ВО́ЛНЫ — *радиоволны* с длиной волны от 1 до 0,1 м (диапазон частот 300—3000 МГц). Возможность создания направленных антенн относительно небольших геом. размеров, прозрачность ионосферы и тропосферы для Д. в., зависимость коэф. отражения этих волн земной поверхностью от её структуры являются основой широкого использования диапазона Д. в.: в тропосферных радиорелейных линиях, телевидении, линиях космич. связи, дистанц. методах исследования поверхностных слоёв Земли (с помощью радиолокации или собственного теплового радиоизлучения Земли), в радиоастрономии при исследованиях галактич. и внегалактич. объектов (распределённое радиоизлучение Галактики, радиоизлучение звёзд, остатков сверхновых, радиогалактик, квазаров и др.).

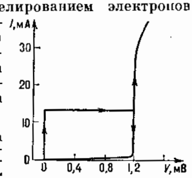
ДЖО́ЗЕФСОНА ЭФФЕ́КТ — протекание сверхпроводящего тока через тонкую изолирующую или несверхпроводящую прослойку между двумя сверхпроводниками (т. н. джозефсоновский контакт). Эффект был теоретически предсказан Б. Джозефсоном (B. Josephson, 1962) [1]. Д. э. обнаруживается при изучении вольт-амперной характеристики (ВАХ) джозефсоновских контактов (ДК). При пропускании через ДК достаточно слабого тока напряжение на контакте отсутствует, т. е. ток является чисто сверхпроводящим (джозефсоновский ток). Его существование связано с неполным разрушением куперовских пар электронов (см. *Купера эффект*) при их прохождении через очень тонкую несверхпроводящую прослойку. Такой режим называется стационарным Д. э. (экспериментально обнаружен в 1963 [2]). При увеличении тока через контакт и достижении им нек-рой величины I_c на контакте возникает напряжение. Значение критич. джозефсоновского тока I_c зависит от свойств контакта, темп-ры и магн. поля. Ток I_c складывается из тока сверхпроводящих (спаренных) электронов, к-рый теперь становится переменным (его частота зависит от напряжения на контакте), и тока, обусловленного прохождением через прослойку нормальных (несверхпроводящих) электронов. Режим при токе I_c наз. нестационарным Д. э.

Согласно теории *сверхпроводимости*, сверхпроводящие (спаренные) электроны характеризуются единой *волновой функцией*, фаза к-рой плавно меняется вдоль сверхпроводника при протекании по нему тока (фазовая *когерентность* сверхпроводящих электронов). При прохождении сверхпроводящих электронов через несверхпроводящую прослойку фазовая когерентность частично (в меру отношения толщины прослойки к т. н. длине когерентности) разрушается и протекание джозефсоновского тока через прослойку сопровождается скачком фазы волновой ф-ции сверхпроводящих электронов на этой прослойке $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, где φ_2 и φ_1 — фазы волновой ф-ции в сверхпроводниках по обе стороны от прослойки. При этом ток через контакт равен

$$I = I_c \sin\varphi. \tag{1}$$

Из ф-лы (1) видно, что джозефсоновский ток не может превышать I_c.

Величина I_c и механизм прохождения электронов через прослойку зависят от типа прослойки. Одним из типичных примеров ДК является туннельный контакт, состоящий из двух одинаковых или разл. сверхпроводников (обычно в виде тонких плёнок), разделённых очень тонким слоем диэлектрика, напр. слоем окисла материала одного из сверхпроводящих электродов. Протекание тока через прослойку в этом случае обусловлено квантовым туннелированием электронов (см. *Туннельный эффект*) через непроводящий барьер. Для получения измеримого джозефсоновского тока толщина изолирующей прослойки должна быть ок. 10—20 Å. На



Вольт-амперная характеристика (ВАХ) туннельного контакта Sn—Sn при температуре 1,4 К (прослойка — плёнка оксида олова).

рис. для примера изображена типичная ВАХ для туннельного контакта из одинаковых сверхпроводников. Стрелками показано направление изменения тока. Если увеличивать ток, то происходит описанный выше переход из стационарного в нестационарный режим Д. э. При уменьшении тока нестационарный Д. э. может сохраниться до значений тока, меньших критического (т. е. туннельный контакт проявляет гистерезис).

При нестационарном Д. э. разность фаз на контакте зависит от времени:

$$\hbar\,(\partial\varphi/\partial t)=2eV, \qquad (2)$$

где V — напряжение на контакте, e — заряд электрона. Ур-ние (2) является следствием *Шрёдингера уравнения* для волновой ф-ции пары сверхпроводящих электронов при наличии постоянной потенц. энергии $2eV$ и не связано с наличием прослойки, а имеет общий характер. Частота ω сверхпроводящего тока через контакт определяется соотношением:

$$\hbar\omega=2eV. \qquad (3)$$

Соотношения (2) и (3) называются соотношениями Джозефсона.

Нестационарный Д. э можно рассматривать также как прохождение сверхпроводящих электронов через прослойку, сопровождающееся изменением их энергии на величину $2eV$ в расчёте на каждую куперовскую пару. При этом процессе испускаются кванты эл.- магн. излучения с частотой $\nu=\omega/2\pi$, связанной с изменением энергии соотношением (3). Т. о., при нестационарном Д. э. контакт, находящийся при пост. напряжении, генерирует перем. сверхпроводящий ток. Имеет место и обратный процесс: при облучении джозефсоновского контакта СВЧ-излучением с частотой Ω, удовлетворяющей условию

$$n\hbar\Omega=2eV \qquad (4)$$

(n — целое число), прохождение сверхпроводящих электронов через контакт происходит с поглощением n фотонов внеш. поля, что приводит к появлению дополнит. тока через контакт, т. е. к возникновению на ВАХ участков с нулевым дифференциальным сопротивлением. Наблюдение таких участков и явилось первым косвенным обнаружением нестационарного Д. э. в 1963 [3]. Прямое наблюдение генерации СВЧ-излучения джозефсоновским контактом, находящимся под пост. напряжением, было осуществлено в 1965 [4].

Кроме туннельных структур джозефсоновские контакты могут представлять собой т. н. слабосвязанные сверхпроводники, т. е. два сверхпроводника, соединённых узким и коротким сверхпроводящим или нормальным «мостиком», тонкой прослойкой нормального металла либо с помощью точечного контакта. Аналог нестационарного Д. э. наблюдается также в очень узких однородных сверхпроводящих проволочках, где джозефсоновская генерация возникает при пропускании достаточно большого тока. Совокупность явлений, связанных с Д. э. в разл. системах, носит назв. слабой сверхпроводимости [5,6,7].

Д. э. подтверждает осн. концепцию совр. теории сверхпроводимости — наличие единой волновой ф-ции и фазовой когерентности спаренных электронов в сверхпроводящем состоянии. По своей доступности эксперим. исследованию Д. э. представляет собой одну из уникальных возможностей изучать проявления квантовых свойств микромира в макроскопич. масштабе.

Д. э. используют в целом ряде криогенных приборов. Соотношение (1) является основой практич. использования стационарного Д. э. в т. н. сверхпроводящих квантовых интерферометрах (*сквидах*). ДК могут применяться в качестве генераторов и детекторов СВЧ-диапазона. Свойство ДК переключаться с нулевого на конечное напряжение при превышении током критич. значения в совокупности с малой ёмкостью позволяет использовать их в качестве быстродействующих логич. элементов ЭВМ [7, 8]. Соотношение (4) может использоваться для уточнения фундаментальных *физических констант* и создания стандартов напряжения. На основе Д. э. совр. методами измерено отношение $2e/\hbar=4{,}83594000\cdot10^{14}$ Гц/В с погрешностью $2\times\times10^{-8}$, что позволяет создать стандарт вольта с погрешностью $\sim10^{-9}$.

Лит.: 1) Josephson B. D., Possible new effects in superconductive tunneling, «Phys. Lett.», 1962, v. 1, p. 251; 2) Anderson P. W., Rowell J. M., Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect, «Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 10, p. 230; 3) Shapiro S., Josephson currents in superconducting tunneling: the effect of microwaves and other observations, там же, 1963, v. 11, p. 80; 4) Янсон И. К., Свистунов В. М., Дмитренко И. М., Экспериментальное наблюдение туннельного эффекта для куперовских пар с излучением фотонов, «ЖЭТФ», 1965, т. 48, с. 976; 5) Кулик И. О., Янсон И. К., Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах, М., 1970; 6) Бароне А., Патерно Д., Эффект Джозефсона: физика и применения, пер. с англ., М., 1984; 7) Лихарев К. К., Введение в динамику джозефсоновских переходов, М., 1985. *И. Б. Копнин.*

ДЖО́НСА МА́ТРИЧНЫЙ МЕ́ТОД — способ описания амплитуды, фазы и состояния поляризации плоских монохроматич. (т. е. когерентных) эл.-магн. волн, проходящих через оптич. системы, обладающие *двойным лучепреломлением* и *дихроизмом*. Метод предложен Р. Джонсом [1] и базируется на двух понятиях: вектора Джонса, характеризующего состояние светового потока, и матрицы (оператора) Джонса, описывающей свойства оптич. системы. Физ. основой Д. м. м. является линейность ур-ний эл.-магн. поля и ур-ний связи, позволяющая применять аппарат линейной матричной алгебры. Д. м. м. часто используется для расчёта поляризац. систем, особенно в лазерной технике.

Пусть эл.-магн. волна частоты ω в лабораторной системе координат распространяется по оси z (колебания E-волны происходят в плоскости xy):

$$\boldsymbol{E}(z,\ t)=\tilde{E}_x\cos(\omega t-kz+\delta_x)\,\boldsymbol{x}+\tilde{E}_y\cos(\omega t-kz+\delta_y)\,\boldsymbol{y}, \qquad (*)$$

где k — волновой вектор, δ — нач. фаза. Тогда $\boldsymbol{E}(z,\ t)$ можно представить в виде 2×1 вектор-столбца:

$$\boldsymbol{E}(z,\ t)=\begin{vmatrix}\hat{E}_x\exp(\omega t-kz+\delta_x)\\ \hat{E}_y\exp(\omega t-kz+\delta_y)\end{vmatrix}=$$

$$=\exp(i\omega t)\exp(-ikz)\begin{vmatrix}E_x\\ E_y\end{vmatrix}.$$

Ограничиваясь (как обычно в оптике) рассмотрением стационарных процессов, можно отбросить временной множитель и пользоваться кратким символич. обозначением:

$$E_{x,\ y}=\begin{vmatrix}E_x\\ E_y\end{vmatrix}.$$

Интенсивность волны

$$I=\boldsymbol{E}^*\boldsymbol{E}$$

(* — комплексное сопряжение).

Поскольку в рамках линейной оптики величина абс. интенсивности не существенна, для упрощения ф-л можно «нормировать» векторы, полагая $\boldsymbol{E}^*\boldsymbol{E}=1$. В таких обозначениях вектор Джонса волны, линейно поляризованной по оси x или y, будет соответственно

$$E_x=\begin{vmatrix}1\\ 0\end{vmatrix},\quad E_y=\begin{vmatrix}0\\ 1\end{vmatrix},$$

а волны́ правополяризованной

$$E_{\text{пр}}=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{vmatrix}1\\ i\end{vmatrix}.$$

В общем случае два ортогональных вектора Джонса описывают две эллиптически поляризованные волны, эллипсы к-рых противоположны по направлению обхода и имеют взаимно перпендикулярные оси (т. е. наиболее общий случай полной поляризации когерентных световых потоков).

Построение матриц Джонса можно проиллюстрировать примером со световой волной, падающей нормально на пластинку из одноосного кристалла, оптич. ось к-рого x' лежит в плоскости xy и составляет с осью x угол γ. На выходе из пластинки вектор поля $E^{\text{вых}}$ можно записать в виде матрицы:

$$E^{\text{вых}}=\begin{vmatrix}\varkappa_{x'} & 0\\ 0 & \varkappa_{y'}\end{vmatrix}\begin{vmatrix}\exp(-i\Delta_{x'}) & 0\\ 0 & \exp(-i\Delta_{y'})\end{vmatrix}\times$$

$$\times\begin{vmatrix}\cos\gamma & \sin\gamma\\ -\sin\gamma & \cos\gamma\end{vmatrix}E^{\text{вход}},$$

где $\varkappa_{x'}$ и $\varkappa_{y'}$ — коэф. поглощения, а $\Delta_{x'}$, $\Delta_{y'}$ — сдвиги фаз, вносимые пластинкой, или

$$E^{\text{вых}}=T_{\text{погл}}T_{\text{фаз}}T_{\text{пов}}E^{\text{вход}}=TE^{\text{вход}}, \qquad (**)$$

где $T_{\text{погл}}$ — матрица поглощения, $T_{\text{фаз}}$ — матрица фазового сдвига, $T_{\text{пов}}$ — «матрица поворота». Если волна затем проходит через вторую пластинку, аналогичная запись примет вид:

$$E_2^{\text{вых}}=T_2E_1^{\text{вых}}=T_2T_1E^{\text{вход}}$$

и т. д. Именно в этом и состоит осн. удобство метода, позволяющего при расчёте многоэлементных систем мультиплицировать как независимые результаты изменения поля волны при прохождении через каждый элемент системы. Вычисление T для отд. элементов обычно несложно; для большого количества типичных элементов имеются таблицы [2, 3]. Матрица поворота имеет одинаковый вид для всех элементов.

Если среди элементов оптич. системы есть отражательный анизотропный элемент (напр., отражение внутри одноосного кристалла), «матрица отражения» имеет вид:

$$T_{\text{отр}}=\begin{vmatrix}R_{\text{оо}} & R_{\text{он}}\\ R_{\text{но}} & R_{\text{нн}}\end{vmatrix},$$

где индексы о и н относятся соответственно к обыкновенному и необыкновенному лучам (первый — к падающему, второй — к отражённому), а коэффициенты R_{ij} определяются по *Френеля формулам*.

Д. м. м. может, естественно, строиться не только на линейных единичных базисных векторах, как в (*), но и на круговых или эллиптич. единичных векторах, в зависимости от характера задачи [3].

Д. м. м. удобен тем, что позволяет выделить изолированно информацию о поляризации волны — т. н. поляризационную передаточную ф-цию системы. Эллипсы поляризации на входе и выходе полностью описываются комплексными числами

$$\theta^{\text{вход}}=\frac{E_y^{\text{вход}}}{E_x^{\text{вход}}};\quad \theta^{\text{вых}}=\frac{E_y^{\text{вых}}}{E_x^{\text{вых}}},$$

и если записать (**) в развёрнутом виде, получим

$$\frac{E_{y'}^{\text{вых}}}{E_{x'}^{\text{вых}}}=\frac{T_{21}E_x^{\text{вход}}+T_{22}E_y^{\text{вход}}}{T_{11}E_x^{\text{вход}}+T_{12}E_y^{\text{вход}}};\quad \theta^{\text{вых}}=\frac{T_{22}\theta^{\text{вход}}+T_{21}}{T_{12}\theta^{\text{вход}}+T_{11}}.$$

Т. о., эллипс колебаний на выходе определяется только эллипсом колебаний на входе. Аналогично можно ввести передаточную ф-цию для фазы, для амплитуды.

Д. м. м. не применяется для неоднородных волн и для световых пучков больших апертур. Д. м. м. непригоден также для некогерентного света, но формализм его можно использовать для построения матрицы когерентности [4]. Для описания состояния поляризации некогерентного света используются методы *Стокса параметров* и *Мюллера матриц*.

Лит.: 1) Jones R. C., New calcules for the treatment of optical systems. I—VIII, «J. Opt. Soc. Amer.», 1941, v. 31, p. 488; 1948, v. 38, p. 671; 1956, v. 46, p. 126; 2) Шерклифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; 3) Аззам Р., Башара Н., Эллипсометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981, гл. 1, 2; 4) Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973, гл. 10. *В. А. Кизель.*

ДЖО́УЛЕВЫ ПОТЕ́РИ — потери энергии эл.-магн. поля, обусловленные её преобразованием в энергию теплового движения среды. В случае пост. токов Д. п. определяются *Джоуля—Ленца законом* и равны работе, совершаемой электрич. полем над носителями заряда $q=\boldsymbol{jE}$, где q — мощность Д. п. (плотность энергии, теряемой в единицу времени), $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, $\boldsymbol{j}$ — плотность тока. При выполнении *Ома закона* ($\boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E}$) $q=j^2/\sigma$. Проводимость σ в общем случае может быть ф-цией приложенного поля $\boldsymbol{E}$ (среды с нелинейной проводимостью); представляться в виде тензора, т. е. зависеть от направления поля $\boldsymbol{E}$ (среды с анизотропией проводимости); в перем. полях проводимость фактически всегда зависит от частоты колебаний поля ω, а иногда и от волнового вектора $\boldsymbol{k}$ (среды с временно́й и пространств. дисперсией). В линейных системах обычно используют фурье-преобразование волновых процессов и для зависимости от времени $\sim\exp(i\omega t)$ вводят комплексную диэлектрич. проницаемость $\varepsilon_c=\varepsilon-4\pi i\sigma\omega^{-1}$ либо комплексную проводимость $\sigma_c=\sigma+i\omega\varepsilon/4\pi$. Тогда оперируют со спектральной плотностью Д. п. $q(\omega, \boldsymbol{k})=\sigma(\omega, \boldsymbol{k})|\boldsymbol{E}_{\omega,\,\boldsymbol{k}}|^2/2$ с послед. интегрированием по всему спектру.

В магн. средах возникают дополнит. потери на перемагничивание (магн. Д. п.), к-рые в линейном приближении описываются введением комплексной магн. проницаемости.

В общем случае нелинейных систем с учётом нелокальности и запаздывания взаимодействий между отд. участками среды выделение Д. п. из общей совокупности всех др. преобразований энергии эл.-магн. поля в разл. виды движений (ускорение заряж. частиц, хим. превращения, возбуждения атомов и молекул, ионизация и др.) затруднено, поэтому приходится относить эти явления к Д. п. условно, по крайней мере, на достаточно малых временны́х интервалах, пока можно считать эти превращения необратимыми.

Лит.: Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3], М., 1983; Ахиезер А. И., Общая физика. Электрические и магнитные явления. Справочное пособие, К., 1981. *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

ДЖО́УЛЬ (Дж, *J*) — единица СИ работы, энергии, кол-ва теплоты, равная (эквивалентная) работе силы 1Н при перемещении точки приложения силы в направлении её действия на расстояние 1 м. Названа в честь Дж. П. Джоуля (J. P. Joule). 1 Дж = 1 Н·м = 10^7 эрг=0,2388 кал.

ДЖО́УЛЯ ЗАКО́Н — закон термодинамики, согласно к-рому *внутренняя энергия* идеального газа является ф-цией одной лишь темп-ры и не зависит от объёма. Установлен экспериментально Дж. П. Джоулем в 1845. Д. з. является следствием *второго начала термодинамики*. Из условия, что приращение энтропии есть полный дифференциал, следует для производной внутр. энергии U по объёму V при пост. темп-ре T:

$$(\partial U/\partial V)_T=T\,(\partial P/\partial T)_V-P,$$

где P — давление. Для идеального газа, удовлетворяющего ур-нию Клапейрона, $PV=RT$, где R — газовая постоянная, $(\partial U/\partial V)_T=0$, это и есть Д. з. Степень справедливости Д. з. для газов малой плотности можно оценить по величине *Джоуля—Томсона эффекта*. Для идеального газа эффект отсутствует. Д. з. легко получить в кинетич. теории газов: поскольку в идеальном газе отсутствует взаимодействие между молекулами, изменение расстояний между ними (объёма) не меняет внутр. энергии. *Д. Н. Зубарев.*

ДЖО́УЛЯ — ЛЕ́НЦА ЗАКО́Н — количество теплоты Q, выделяющейся в единицу времени на участке электрич. цепи с сопротивлением R при протекании по нему пост. тока I, равно $Q=RI^2$. При дифференц. описании Д. —Л. з. имеет вид локального соотношения $q=\rho j^2=j^2/\sigma$, где q — объёмная плотность выделяемой теплоты, j — плотность тока, ρ — уд. сопротивление, σ — электропроводность среды.

Закон установлен в 1841 Дж. П. Джоулем и подтверждён в 1842 точными опытами Э. Х. Ленца. Ленцу принадлежит также эксперим. определение условий оптим. отдачи энергии источника в нагрузку: количество теплоты, выделяемой на сопротивлении нагрузки и на внутр. сопротивлении источника, должно быть одинаково (см. также *Джоулевы потери*).

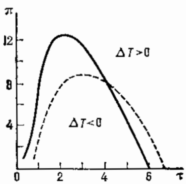
Д. —Л. з. в его первонач. формулировке справедлив для линейных изотропных сред без дисперсии, когда соблюдается закон Ома: $\boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E}$ ($\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля). Однако Д.—Л. з. допускает разл. обобщения и может быть распространён на перем. токи (см. *Пойнтинга вектор*). *А. А. Жаров.*

ДЖО́УЛЯ — ТО́МСОНА ЭФФЕ́КТ — изменение темп-ры газа при стационарном адиабатич. протекании его через пористую перегородку. Обнаружен и исследован Дж. П. Джоулем и У. Томсоном (W. Thomson) в 1852—62. В процессе Джоуля—Томсона газ, к-рый первоначально занимал объём V_1 при давлении P_1, перетекает через пористую перегородку, занимая после перехода объём V_2 при давлении P_2. Над системой совершается работа $P_1V_1-P_2V_2$, равная изменению внутр. энергии газа U_2-U_1, поскольку пористая перегородка гасит все его макроскопич. движения. Следовательно, при протекании газа в условиях тепловой изоляции остаётся постоянной энтальпия $H=U+PV$. Из условия постоянства H следует, что изменение темп-ры T на единицу давления (д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы й Д.—Т. э.) равно

$$(\Delta T/\Delta P)_H=-C_P^{-1}\,(\partial H/\partial P)_T=C_P^{-1}\,[T\,(\partial V/\partial T)_P-V],$$

где $C_P=(\partial H/\partial T)_P$ — теплоёмкость при пост. давлении. Назв. «дифференциальный» означает малость величин ΔT и ΔP.

Для идеального газа Д.—Т. э. равен нулю, а для реальных газов его знак зависит от знака выражения $T\,(\partial V/\partial T)_P-V$, к-рый определяется ур-нием состояния. Если при протекании газа через пористую перегородку темп-ра убывает, $(\Delta T/\Delta P)_H>0$, то Д.—Т. э. наз. п о л о ж и т е л ь н ы м, если же темп-ра возрастает, $(\Delta T/\Delta P)_H<0$, то Д.—Т. э. наз. о т р и ц а т е л ь н ы м. Темп-ра T_i, при к-рой Д.—Т. э. меняет знак, наз. т е м п е р а т у р о й и н в е р с и и. Совокупность точек инверсии на диаграмме P, T наз. кривой инверсии (рис.). Данному давлению P соответствуют две точки инверсии, между к-рыми Д.—Т. э. положителен. Для большинства газов (кроме H и He) верхняя точка T_i лежит выше комнатной темп-ры.



Кривая инверсии для дифференциального Д.—Т. э. в приведённых переменных $\pi=P/P_{\text{кр}}$, $\tau=T/T_{\text{кр}}$. Сплошная кривая соответствует газу Ван-дер-Ваальса, пунктирная — экспериментальным данным для H_2.

Для газа, описываемого *Ван-дер-Ваальса уравнением*, Д.—Т. э. положителен, если $2a\,(V-b)^2>RTbV^2$, где R — газовая постоянная, т. е. константы ур-ния Ван-дер-Ваальса a и b оказывают противоположное влияние на знак Д.—Т. э., к-рый определяется конкуренцией сил отталкивания и сил притяжения между молекулами. Кривая инверсии для газа Ван-дер-Ваальса соответствует ур-нию $RTbV^2=2a\,(V-b)^2$ или в приведённых переменных $\pi=24\sqrt{3\tau}-12\tau-27$, где $\pi=P/P_{\text{кр}}$ — приведённое давление, $\tau=T/T_{\text{кр}}$ — приведённая темп-ра, $P_{\text{кр}}=a/27b^2$ — критич. давление, $T_{\text{кр}}=8a/27Rb$ — критическая температура.

В процессе Джоуля—Томсона энтропия возрастает, это необратимый процесс. Д.—Т. э.— один из осн. способов получения низких темп-р. Обычно для этой цели применяют Д.—Т. э. в комбинации с адиабатич. расширением газа. Дифференциальный Д.—Т. э. невелик, для воздуха $\Delta T/\Delta P\approx 0{,}25$ град/атм$\approx 0{,}25\cdot 10^{-5}$ град/Па. В технике используют интегральный Д.—Т. э., при к-ром давление изменяется в широких пределах. Изменение Д.—Т. э. позволяет установить ур-ние состояния реального газа.

Лит.: З о м м е р ф е л ь д А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955, § 10; С и в у х и н Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 2], М., 1979, § 19, 46, 104. *Д. Н. Зубарев.*

ДЗЯЛОШИ́НСКОГО ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ (поле) — особый тип анизотропного взаимодействия в магнитоупорядоченных веществах, приводящий к возникновению *слабого ферромагнетизма* (СФМ). В феноменологич. теории СФМ энергия этого взаимодействия описывается членами вида $L_\alpha M_\beta$ ($\boldsymbol{L}$ — вектор антиферромагнетизма, $\boldsymbol{M}$ — намагниченность, α и β — индексы осей координат), впервые введёнными И. Е. Дзялошинским (1957) на основании рассмотрения *магнитной симметрии* определ. классов антиферромагнетиков. *А. С. Боровик-Романов.*

ДИАГНО́СТИКА ПЛА́ЗМЫ (от греч. diagnōstikós — способный распознавать) — определение значений параметров плазмы, характеризующих её состояние. Т. к. *плазма* в общем случае представляет собой многокомпонентную неравновесную неоднородную систему с широчайшим спектром всевозможных значений параметров, диагностика её сталкивается с большими принципиальными и техн. трудностями. Особенно сложно проводить Д. п. в экстремальных условиях — при макс. темп-рах, плотностях, скоростях протекающих в плазме процессов, мощном внеш. воздействии и т. п. Поэтому важное значение в Д. п. имеет широкое применение ЭВМ как для прямой обработки первичной информации в реальном масштабе времени, так и последующего анализа. Растёт роль экспериментов, в к-рых на основе совокупности эксперим. данных и нек-рых априорных предложений моделируются процессы реальной плазмы.

Набор параметров плазмы, определяемых совр. методами Д. п., весьма велик. Определяются форма и местоположение плазмы, плотность n_α (α=e, i, a) составляющих компонент (электронов, ионов, атомов, радикалов, фотонов) и их статистич. распределения f_α (по скоростям, по уровням возбуждения и т. п.), темп-ры T_α, если распределения близки к равновесным, теплопроводность, интенсивность излучения, коэф. поглощения, частота столкновений компонент, коэф. диффузии и т. д. Исследование распределений этих параметров в пространстве и времени при заданных внеш. условиях позволяет выделить основные кинетич. и динамич. процессы, протекающие в изучаемой плазме, определить их скорости, энергетич. характеристики, найти способы управления значениями параметров плазмы.

Помещение датчика в плазму искажает её параметры. Поэтому большинство методов Д. п.— б е с к о н т а к т н ы е, в к-рых носителями информации о плазме являются окружающие её поля и излучения. К числу к о н т а к т н ы х относятся разл. зондовые методы (электрич., магн., СВЧ-зонды и пр.). Бесконтактные методы делятся на пассивные и активные. П а с с и в н ы е методы Д. п. основаны на регистрации излучений и потоков частиц из плазмы или измерении характеристик окружающих её полей. А к т и в н а я Д. п. основана на измерении характеристик внеш. зондирующего излучения при его прохождении через плазму и на отклике (реакции) самой плазмы на зондирующий луч. Т. о., активные методы возмущают плазму, хотя в большинстве случаев возмущение можно сделать сравнительно малым. С другой стороны, целенаправленное создание в плазме определ. малых возмущений и изучение динамики их релаксации являются одним из направлений по определению локальных характеристик плазмы.

Значит. трудности при Д. п. возникают во мн. методах из-за сложной связи измеряемых величин с параметрами плазмы. Установление этой связи требует выбора определ. плазменной модели. Её часто приходится формулировать априорно. Затем в рамках модели реализуют конкретный метод Д. п. и далее, интерпретируя результаты, контролируют адекватность принятой модели.

Др. проблема — нелокальность большинства методик. Определяется ср. значение G измеряемой величины $g(x, y, z)$ в пределах объёма (ΔV) наблюдения или зондирования

$$G = \int_{\Delta V} g(x, y, z)\, dV,$$

чаще всего ΔV — объём в пределах малого сферич. угла, узких слоёв и т. п., «вырезаемых» диагностич. лучами в плазме. Восстановление локальных значений $g(x, y, z)$ требует измерений по разным направлениям. В случае простой и заранее известной конфигурации плазмы (круговой, эллиптич. и т. п.) достаточно определить G вдоль параллельных хорд или по углам одной точки. Затем $g(x, y, z)$ вычисляется с помощью интегрального ур-ния Абеля.

Самое общее разделение методов Д. п. возможно по носителям информации о параметрах плазмы, хотя вклад каждой из таких групп в Д. п. существенно неодинаков.

Макроскопические методы устанавливают самые общие представления об интегральных характеристиках плазмы (факт существования, качественное представление об её структуре, динамике движения и т. п.) и обычно основываются на анализе эффективности взаимодействия плазмы с источником питания. Модель для таких методов: плазма — проводящий объём (напр., токовый «шнур» и т. п.). Техн. реализация модели зависит от способа создания плазмы. Так, напр., в газовых НЧ-разрядах — это, прежде всего, измерения тока и падения напряжения (электрич. поля) в плазме. В сильноточных разрядах ток часто измеряется поясом Роговского (катушкой индуктивности), напряжение в тороидальных установках (напр., «Токамаках») — петлей связи.

В случае лазерных и СВЧ-методов формирования плазмы определяются мощности падающего, отражённого и прошедшего излучения, к-рые позволяют вычислить поглощаемую в плазме энергию, ср. активную проводимость.

Для оценки газокинетич. давления в плазме $n_eT_e + n_iT_i$ в ряде случаев используются её диамагн. свойства. При возникновении плазмы происходит изменение магн. потока через контур, охватывающий поперечное сечение рабочей части разрядной камеры. По величине изменения магн. потока судят о величине газокинетич. давления (см. *Диамагнетизм плазмы*).

Определ. информацию о плазменном шнуре дают его индуктивные и ёмкостные свойства.

Измерения полных радиац. потерь плазмы с помощью *болометров*, пироэлектрич. детекторов и т. д. в сочетании с др. методами позволяют анализировать энергетич. баланс, процессы диффузии примесных ионов и т. д. Применение коллиматоров позволяет вести приём в заданном элементе телесного угла (хордовое зондирование).

Динамика плазмы исследуется с помощью скоростной оптической развёртки и регистрации излучения электронно-оптич. преобразователями. При исследованиях плазмы в магн. поле применяются магн. зонды — малые катушки индуктивности, расположенные обычно на периферии плазменных объектов и ориентированные в разных направлениях. По колебаниям магн. потока, пронизывающего катушки, судят о перемещениях плазменного шнура.

Д. п., основанная на регистрации эл.-магн. излучений, наиболее информативна, обширна по диапазону используемых физ. принципов, способам реализации устройств и является обычно бесконтактной. Конкретные методы можно условно разделить на неск. подгрупп.

Спектроскопическая Д. п. в основном подразумевает регистрацию и анализ характеристик спектров эл.-магн. *излучения плазмы*; по используемому интервалу частот её делят на СВЧ, оптич. (включая УФ) и рентгеновскую. С помощью спектров можно найти пространственно-временные распределения практически всех параметров плазмы в самых широких диапазонах их значений. Гл. недостатки метода — сложность связи параметров плазмы с непосредственно измеряемыми интенсивностями и существенная зависимость от видов статистич. распределений частиц и излучения, к-рые заранее не известны. Поэтому спектроскопич. исследования проводятся в три этапа. Сначала устанавливают модель состояния плазмы и выбирают методы Д. п., допустимые в рамках этой модели, далее эти методы реализуют, а затем интерпретируют полученные результаты измерений и контролируют адекватность принятой модели. Информация, необходимая для решения задач первого этапа, может быть получена из анализа спектрального состава излучения плазмы, к-рый позволяет определить основные компоненты ионного и хим. состава плазмы; выявить линии, принадлежащие ионам (атомам) с наибольшей энергией ионизации E_i, и оценить значение темп-ры электронов T_e по эмпирич. ф-лам вида $T_e = aE_i$ (a — коэф., зависящий от E_i). Выявление последней различимой на фоне сплошного спектра линии в сериальной последовательности позволяет оценить значение концентрации электронов n_e и т. д. Обычно измеряют интенсивности, интегральные вдоль луча наблюдения. Локальные значения, связанные непосредственно с параметрами плазмы, приходится вычислять с помощью интегрального преобразования.

В качестве основных в спектроскопич. Д. п. используются модели локального термич. равновесия (ЛТР), частичного локального термич. равновесия (ЧЛТР), а также корональная или более общая ударно-радиац. (УР) модель. Наиболее надёжную и определ. информацию получают из оптически тонкой плазмы.

Диагностики по интенсивностям линий в большинстве случаев основаны на модели ЛТР. Если измерена локальная абс. интенсивность I_{mp} спектральной линии, возникающей при спонтанном переходе атомов (молекул, ионов) из возбуждённого состояния m в состояние p, то может быть определена темп-ра плазмы T, однако из др. измерений должна быть известна плотность n. Проще определить T по отношению интенсивностей линий, к-рое уже не зависит от n. В рамках модели ЛТР зависимость относительных интенсивностей мн. линий в полулогарифмич. масштабе от энергии их возбуждения E_m линейна с наклоном, определяемым темп-рой T.

Интенсивность спектральной линии с ростом темп-ры сначала увеличивается, а затем, когда становится существенной ионизация, падает. Значение T, соответствующее макс. интенсивности, зависит от состава плазмы. При известном составе оно может быть заранее рассчитано. Зафиксировав в эксперименте немонотонный ход интенсивности по радиусу столба плазмы данного состава, можно определить зону, где находится максимум темп-ры $\tilde{T}$ даже не проводя подробных измерений интенсивности.

Для Д. п. по спектрам поглощения наиболее типичны метод поглощения тонким слоем и метод обращения. Если слой оптически тонкой однородной плазмы толщиной l «просвечивать» излучением вспомогат. источника со сплошным спектром $J_\beta(\nu)$ с яркостной темп-рой T_β, превышающей темп-ру плазмы T, то на фоне этого спектра можно наблюдать линии поглощения. Если $T_\beta < T$, то вместо линий поглощения будут наблюдаться эмиссионные линии. При $I_\beta = T$ линии в спектре исчезают («обращение линий»). Следовательно, варьируя T_β известным образом, можно по моменту обращения линий определить T (см. также *Пирометрия оптическая*).

В рамках модели ЧЛТР для Д. п. используются только линии, создаваемые переходами с достаточно высоких уровней, населённости к-рых находятся в равновесии со свободными электронами. По абс. интенсивности такой линии можно найти либо n_e, либо T_e, если одна из этих величин известна из др. измерений. Измеряя отношение интенсивностей линий атомов (ионов) разного типа, можно получить относительный ионный состав плазмы, а его абс. нормировку можно провести с помощью ур-ния квазинейтральности. Если же в плазме присутствуют ионы только одного типа, то $n_i=n_e$ и $I_{mp}\sim n_e^2$. В этом случае отношение интенсивности дискретной линии к интенсивности континуума (обусловленного радиац. рекомбинацией и торможением на ионах) зависит только от T_e и может быть использовано для её определения.

Спектроскопич. методы диагностики неравновесной плазмы, основанные на подходящем варианте УР модели, позволяют определить по интенсивности спектральных линий населённости уровней, к-рые затем с помощью системы ур-ний баланса связывают с др. параметрами плазмы. Для простых моделей существуют рассчитанные графики зависимости интенсивностей линий от n_e и T_e. Такие зависимости имеются, напр., для резонансных, интеркомбинационных и сателлитных линий водородо- и гелиеподобных многозарядных ионов, возбуждаемых в горячей ($T_e \gtrsim 10^7$K) сверхплотной ($n_e \gtrsim 10^{20}$ см$^{-3}$) плазме. Если адекватность исходной УР модели не вполне ясна или же модель сложна, то путём сравнения измеряемых и расчётных пространственно-временных распределений интенсивностей линий выявляют основные кинетич. и динамич. процессы, протекающие в плазме.

Д. п. по контурам спектральных линий основана на измерениях формы наблюдаемых контуров $I_н(\lambda)$, их полуширин $\delta\lambda_н$ и интенсивности в максимумах. Наблюдаемый контур может весьма сильно отличаться от истинного (или «локального») контура линий $I_л(\lambda)$ вследствие его искажения измеряющим спектральным прибором, характеризуемым *аппаратной функцией* $A(\lambda)$. Так что $I_н(\lambda)$ представляет собой свёртку распределений $I_л(\lambda)$ и $A(\lambda)$. Для восстановления контура $I_л(\lambda)$ по измеряемому $I_н(\lambda)$ необходимо знать форму $A(\lambda)$ (для свёртки двух распределений Лоренца и Гаусса имеются табулированные ф-ции Фойгта). Форма $I_л(\lambda)$ определяется влиянием мн. факторов: доплеровским уширением, уширением за счёт столкновений, расщеплением уровней в электрич. (*Штарка эффект*) или магн. (*Зеемана эффект*) полях и т. д. Наиб. значение имеют измерения уширений, обусловленных *Доплера эффектом* и линейным *Штарка эффектом*. По форме доплеровского контура спектральной линии можно определить ф-цию распределения $f_\alpha(v)$ излучающих частиц по скоростям. При максвелловской форме ф-ции $f_\alpha(v)$ контур становится гауссовым, полуширина к-рого (в Å) однозначно связана с темп-рой частиц T_α (эВ)$=4,7\cdot10^8(\delta\lambda_Д/\lambda)^2 A$, где A — атомный вес излучающих атомов (ионов), T_α — их кинетич. темп-ра. Этот метод успешно применяется, напр., для определения темп-ры ионов в плазме *токамаков*. Мин. темп-ра, к-рая может быть таким образом определена (при $\delta\lambda_{min}\sim 0,1$ Å), составляет (0,1 — 0,3) эВ·А.

При высокой плотности заряж. частиц ($10^{14}\leqslant n_e\leqslant 10^{18}$ см$^{-3}$) уширение, обусловленное линейным эффектом Штарка для атомов водорода и водородоподобных ионов, преобладает над доплеровским. Форма линий и их полуширина $\delta\lambda_Ш$ становятся мало чувствительными к значениям темп-ры T_α. Это позволяет применять такие линии для определения n_e путём подбора такого значения n_e, при к-ром расчётный контур лучше всего согласуется с измеренным $I_л(\lambda)$. Менее точен, но более удобен метод определения n_e по измеренной полуширине $\delta\lambda_Ш$, т. к. расчётные графики зависимости $\delta\lambda_Ш(n_e)$ для многих линий построены. По контурам линий других атомов значение n_e можно оценивать (довольно грубо) в тех случаях, когда их уширение обусловлено квадратичным эффектом Штарка.

Д. п. по сплошному спектру («континууму») основана на определении либо абсолютной локальной интенсивности $I_л(\nu)$ в к.-л. точке спектра, либо её относит. распределения в протяжённом участке (обычно в коротковолновой области). Осн. трудность этих методов связана с интерпретацией измеренных интенсивностей, т. к. в плазме могут одновременно действовать неск. механизмов генерации континуума (см. *Излучение плазмы*). С наибольшей надёжностью Д. п. (оптически тонкой) проводится в тех условиях, в к-рых излучаемый ею континуум $I_л(\nu)$ представляет собой совокупность тормозного (на ионах) и рекомбинационного (одноэлектронного) континуумов, а сама плазма химически однокомпонентна. В этом случае для спектральных распределений интенсивности в тормозном $I_т(\nu)$ и рекомбинационном $I_р(\nu)$ континуумах имеют аналитические выражения, позволяющие определять T_e (при максвелловском распределении электронов) по наклону зависимости $\ln I_л=\ln(I_т+I_р)$ от ν. В случае немаксвелловской формы ф-ции распределения электронов измерения $I_л(\nu)$ позволяют исследовать вид $f_e(v)$. По абс. интенсивности континуума может быть найдена затем концентрация n_e, если известен ионный состав плазмы или эфф. заряд $Z_{эфф}$ ионов плазмы, важный параметр высокотемпературной плазмы.

В оптически плотной плазме спектры излучения уже не несут столь обширной информации. По мере распространения излучения к границам контуры линий трансформируются за счёт процессов поглощения и переизлучения. Определение «локального» контура становится невозможным. Полезность усреднённого контура основана на том, что он оказывается самообращённым; значение и положение максимума интенсивности на «крыльях» такого контура зависят от темп-ры на оси плазмы.

Пассивная СВЧ Д. п. использует ту особенность оптически плотной плазмы, что на сравнительно низких частотах регистрируемое спектральное распределение интенсивности связано с поверхностной темп-рой плазмы ф-лой Рэлея—Джинса (для абсолютно чёрного тела): $I_н=\omega^2T_e/8\pi^3c^2$. При отсутствии влияния магн. поля необходимо, чтобы частота принимаемых волн $\omega>\omega_p=\sqrt{4\pi ne^2/m_e}$ (плазменной частоты). Измерения излучения плазмы с использованием СВЧ-приёмников получили довольно широкое распространение. Принимаемая мощность излучения P (Вт) связана с эфф. (радиационной) темп-рой электронов $T_р$ (эВ) соотношением $P=B\cdot1,6\cdot10^{-19}T_р\delta\nu$, где $\delta\nu$ — полоса частот приёмника (в Гц), B — поглощат. способность плазмы, равная доле энергии поглощаемого ею излучения. Трудности этого метода Д. п. связаны с интерпретацией результатов, т. к. лишь при максвелловском распределении электронов их ср. энергия равна радиац. темп-ре ($T_e=T_р$), к-рая может быть вычислена при известной B. Если T_e в плазме не постоянна, то даже при $B=1$ (чёрное тело) необходим расчёт толщины слоя, из к-рого принимается излучение.

Д. п. по циклотронному излучению применяют, когда в окрестности циклотронной частоты Ω_e (или вблизи её гармоник) плазма излучает как абсолютно чёрное тело, а вдали от Ω_e излучение пренебрежимо мало. Обычно это излучение наблюдается в области СВЧ и позволяет определить $T_р$. Для плазмы низкой плотности по мощности излучения можно рассчитать электронное давление nT_e.

Взаимодействие когерентного электромагнитного поля с плазмой используется в ряде методов Д. п. По диапазону частот делится на СВЧ и лазерную Д. п., хотя в ряде методик это деление условно.

Зондирование плазмы СВЧ основано на модели плазмы как макроскопич. среды, влияющей на распространение эл.-магн. волн. Этот метод даёт возможность определить n_e, ν_e (частоту столкновения электронов с тяжёлыми частицами), а в оптич. диапазоне и концентрацию нейтральных атомов. Методика основана на зависимости *диэлектрической проницаемости* плазмы от частоты:

$$\varepsilon = \operatorname{Re}\varepsilon + \operatorname{Im}\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left(1 + i\,\frac{\nu_e}{\omega}\right) = 1 - \frac{n_e}{n_c}\left(1 + i\,\frac{\nu_e}{\omega}\right),$$

$n_c = m\omega^2/4\pi e^2$ — критич. концентрация, при к-рой $\omega = \omega_p$ и $\operatorname{Re}\varepsilon = 0$. При $\omega > \omega_p$ сигнал проходит через плазму, при $\omega < \omega_p$ происходит отражение волн (т. н. о т с е ч к а). Это первый простейший метод оценки концентрации плазмы. Он используется при зондировании ионосферы, а также в лабораторных исследованиях. Широкое применение в исследованиях, особенно нестационарной плазмы, получили и н т е р ф е р о м е т р и ч е с к и е м е т о д ы, основанные на зависимости разности фаз между опорным излучением и излучением, прошедшим через плазму, от плотности плазмы.

Если $n_e < n_c$ и длина волн $\lambda \ll \Lambda$ — характерного размера неоднородности, то $\operatorname{Re}\varepsilon$ определяет разность фаз волны, прошедшей через плазму, и опорной:

$$\frac{\delta\varphi}{2\pi} = \frac{1}{2}\,\frac{\langle n_e\rangle l}{n_c\lambda}\,; \quad \langle n_e\rangle = \frac{1}{l}\int_0^l n_e\,dx,$$

l — длина зондирования. Мнимая часть $\operatorname{Im}\varepsilon$ определяет экспоненциальное затухание волны с коэф. $\alpha = \nu_e/c\,\sqrt{1 - n_e/n_c}$, откуда вычисляется ν_e. Так могут быть определены средняя по лучу зондирования концентрация и частота столкновений ν_e. Для восстановления профиля $n(r)$ необходимо обратное интегральное преобразование.

Диапазон частот, используемых для интерферометрич. измерений, ограничен, с одной стороны, условием распространения волн $\omega > \omega_p$, а с другой — мин. измеряемым сдвигом фаз. При плотностях плазмы $n \leqslant 10^{14}$ см$^{-3}$ используют СВЧ-диапазон. В этом диапазоне существует неск. интерферометрич. схем: локация в свободном пространстве, волноводный, резонаторный методы (по изменению сдвига резонансной частоты).

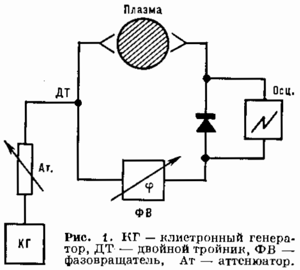


Рис. 1. КГ — клистронный генератор, ДТ — двойной тройник, ФВ — фазовращатель, Ат — аттенюатор.

Простейшая схема первого способа приведена на рис. 1. Прошедший через плазму сигнал сравнивается с опорным сигналом на детекторной головке.

Для плотных плазм ($n_e > 10^{16}$—10^{17} см$^{-3}$) может использоваться оптическая лазерная интерферометрия. При определении концентрации атомов её чувствительность поднимется на 6—10 порядков для тех атомов, для к-рых есть близколежащие к частоте зондирующего луча резонансные переходы. В качестве источников света в оптич. интерферометрии применяются рубиновые, гелий-неоновые и др. лазеры, в разл. оптич. схемах — *интерферометры Майкельсона*, Маха—Цендера и др. При фотографич. регистрации интерферограммы можно с помощью преобразования Абеля получить мгновенный профиль концентрации. Фотоэлектрич. методы регистрации позволяют проводить анализ последовательно.

Лазерная Д. п. Д. п. по р а с с е я н и ю в о л н н а с в о б о д н ы х э л е к т р о н а х развита в результате использования лазерной техники. Классич. (томсоновское) сечение рассеяния на свободных электронах имеет вид: $S_\text{т} = \int\limits_\Omega \sigma\,d\Omega = {}^8/_3\pi r_0^2$, где $r_0 = e^2/mc^2$ — классич. радиус электрона, Ω — телесный угол. Изменение частоты излучения при рассеянии на электроне, движущемся со скоростью v, определяется эффектом Доплера: $\Delta\omega = \Delta k\cdot v$, где $\Delta k = 2k\sin(\varphi/2)$; φ — угол рассеяния, k — волновой вектор зондирующей волны. Если $\Delta k r_D \gg 1$ (r_D — *дебаевский радиус экранирования*), то плазменные эффекты несущественны. Рассеяние от отдельных электронов суммируется, частотный спектр рассеянного излучения определяется распределением скоростей электронов и при максвелловском распределении оказывается гауссовым (при $T_e \leqslant 0{,}5$ кэВ):

$$I(\omega) \sim n_e \exp\times(-m_e\,\Delta\omega^2/2\Delta k^2 T_e).$$

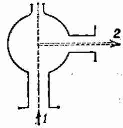


Рис. 2. *1* — падающий луч, *2* — рассеянный луч.

Т. о., измерения $I(\omega)$ позволяют определить T_e и n_e. Наблюдение под большим углом к падающему лучу ($\sim\pi/2$) обеспечивает локальность методики — рассеянное излучение фиксируется приёмной аппаратурой из элемента объёма, определяемого пересечением поля зрения системы регистрации и канала пучка (рис. 2).

В магн. поле, если угол между $\boldsymbol{k}$ и напряжённостью магн. поля $\boldsymbol{H} \to \pi/2$, спектр рассеяния состоит из узких пиков, частотный интервал между к-рыми равен Ω_e, а огибающая имеет вид гауссовой кривой с $T_e = T_{e\perp}$. На этом эффекте основаны предложения по измерению магн. поля в плазме. По сдвигу частоты $\omega_\text{макс}$ в рассеянном спектре, обусловленном эффектом Доплера, можно определить ср. направленную скорость электронов.

Д. п. по к о л л е к т и в н о м у (к о г е р е н т н о м у) р а с с е я н и ю. В плотной плазме при $\Delta k r_D \ll 1$ преобладающим оказывается рассеяние на крупномасштабных (по сравнению с r_D) тепловых и нетепловых колебаниях и флуктуациях плотности плазмы (зарядов Z). В случае тепловых флуктуаций интенсивность рассеяния может превысить томсоновскую в Z раз, в контуре линии возникает острый пик. На этом основываются предложения по измерению ионной темп-ры. В плазме с высоким уровнем надтепловых флуктуаций рассеяние определяется этими колебаниями. Исследование зависимости $\Delta\omega\,(\Delta k)$ позволяет определить амплитуды и дисперсионные характеристики нетепловых колебаний в плазме.

Такого рода эксперименты в основном реализуются с применением лазеров. Возможны они и в СВЧ-диапазоне, хотя трудны как из-за малой эффективности рассеяния, так и из-за недостаточной монохроматичности генераторов.

Д. п. с п о м о щ ь ю р е з о н а н с н о й ф л у о р е с ц е н ц и и основана на определении интенсивности излучения резонансно возбуждённых атомов и ионов под действием внеш. источника. Процесс можно рассматривать как рассеяние излучения на частоте, близкой к резонансной одного из атомных переходов. При достаточной интенсивности зондирующего излучения происходит насыщение эффекта флуоресценции. Зная атомные константы, можно определить концентрацию флуоресцирующих компонент. Диагностика локальна, т. к. наблюдение ведётся под большим углом к зондирующему лучу.

Голографические методы Д. п. основаны на применении *голограмм*. Т. к. голограмма несёт информацию о фазе исходной волны, её можно использовать для интерференц. измерений вместо самого объекта. Это — важное преимущество, т. к. заменяет интерферометрич. измерения на объекте измерениями на голограмме. В принципе, с помощью одной голограммы можно восстановить интерференц. измерения под разными углами и найти пространственное распределение концентрации электронов и др. величин, влияющих на распространение волн в неосесимметричной системе. Методика иногда применяется и в СВЧ-диапазоне.

Корпускулярная Д. п. обычно подразумевает анализ потоков тяжёлых частиц или излучаемых самой плазмой (пассивная Д. н.), или пронизывающих её и испускаемых внеш. источником (активная Д. п.). Однако к этой группе относится целый ряд методов, использующих др. частицы плазмы. Корпускулярная Д. п. с использованием тяжёлых частиц является основной для изучения физ. характеристик тяжёлой компоненты горячей плазмы в проблеме *управляемого термоядерного синтеза*.

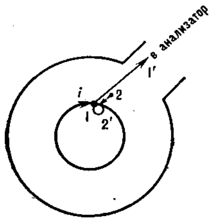


Рис. 3. *1* — быстрый ион, *1'* — быстрый атом перезарядки, 2,2' — соответственно холодные (медленные) частицы.

С помощью пассивных методов исследуют нейтральные атомы, покидающие плазму в результате перезарядки ионов в объёме (рис. 3). Осн. элемент устройства — анализатор атомов перезарядки. В нём атомы за пределами сильного магн. поля термоядерной установки вновь ионизуются в камерах перезарядки и затем анализируются. Диапазон анализаторов: от 100—200 эВ до десятков КэВ, разрешение по энергиям $\Delta E/E \approx 10$—20%. Анализ часто ведут сразу по мн. энергетич. каналам. Методика является одним из осн. способов измерения T_i.

Для реализации корпускулярной активной Д. п. используются ослабление пучков нейтральных частиц в плазме, упругое рассеяние первичного пучка, возбуждение частиц пучка с последующим изменением их траектории. По ослаблению интенсивности пучка нейтральных частиц (в результате перезарядки) на выходе из системы можно определить концентрацию ионов. Регистрация потока атомов перезарядки на пучке и атомов пучка, рассеянных на ионах, даёт возможность определить темп-ру и плотность ионов водорода в исследуемом объёме плазмы. Осн. проблемы использования методики — ограниченная прозрачность плазмы для диагностич. пучка и особенно для выходящих атомов перезарядки, возмущения плазмы первичным пучком.

Комбинированная Д. п. основана на регистрации излучений, возбуждаемых частицами зондирующих пучков при столкновении с частицами плазмы. Процесс идёт по схеме перезарядки:

$$A^{z+} + H^0 \longrightarrow A^{(z-1)*} + H^+ \longrightarrow A^{(z-1)+} + H^+ + h\nu.$$

Метод даёт возможность реализовать локальную диагностику примесей с разл. зарядом Z. Возможны и др. варианты комбинированной диагностики. Так, напр., пучок атомов Li использовался для определения концентрации электронов по интенсивности возбуждения спектральной линии $2s$—$2p$ (6708 Å); по углу поворота плоскости поляризации излучения оценивалась напряжённость магн. поля в токамаке. Диагностика электронной компоненты плазмы с помощью разл. анализаторов на границе плазмы позволяет определить ф-цию распределения $f_e(v)$ электронов, уходящих за пределы плазмы. В магн. поле анализ обычно ограничен продольными (вдоль $\boldsymbol{H}$) скоростями электронов. $f_e(v)$ несёт также косвенную информацию об элементарных процессах и коллективных явлениях в плазме. В активных методах корпускулярной Д. н. используют для зондирования плазмы электронный пучок заданной энергии. Распределение электронов по энергиям в рассеянном пучке несёт информацию об объёмных свойствах плазмы, её компонентном составе и т. д. Эти методы применяются редко.

Метод «меченых» атомов позволяет контролировать поведение отд. тяжёлых компонент плазмы (до сих пор использовался мало). Пассивной нейтронной Д. п. измеряются потоки нейтронов при реакциях синтеза в горячей плазме для оценки темп-ры ионов и их распределения по скоростям. Выделение «истинных» термоядерных нейтронов требует комплекса измерений (углового и пространственного распределения, их энергетич. спектра, рентгеновского излучения в установке и т. н.)

Зондовая Д. п. основана на помещении в плазму зондов (датчиков). Все зондовые методики (кроме зондов-анализаторов, расположенных на границе плазмы) возмущают плазму. Однако обычно возмущение локализуется в прилегающих зонду слоях, а параметры призондовой плазмы удаётся связать с её объёмными свойствами. Энергетич. поток, к-рый может выдержать зонд, ограничен. Поэтому все варианты зондовых методик пригодны только для анализа низкотемпературной или периферийных зон горячей плазмы.

Электрические зонды (Ленгмюра), представляющие собой один или неск. небольших металлич. электродов, погружённых в плазму, являются одним из осн. средств диагностики локальных свойств низкотемпературной плазмы. Схемы нек-рых конструкций зондов приведены на рис. 4. Осн. первичная информация — вольт-амперная характеристика (ВАХ) зонда, из к-рой можно определить n_e, $f_e(v_e)$, T_e, φ_p — потенциал плазмы. ВАХ зависит от геом. и плазменных параметров: $l_{e,\,i}$ — длины свободного пробега заряж. частиц, r_D, r_p — размера зонда и его конструкции; T_e, T_e/T_i, l_a^i — длины пробега атомов до ионизации, напряжённости магн. поля H.

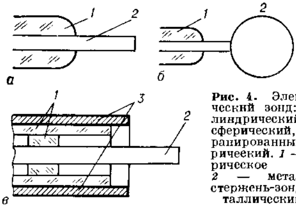


Рис. 4. Электростатический зонд: *а*) — цилиндрический, *б*) — сферический, *в*) — экранированный цилиндрический. *1* — диэлектрическое покрытие, *2* — металлический стержень-зонд, *3* — металлический экран.

Обработка ВАХ для разл. диапазона параметров плазмы существенно различна. Если отбор тока (частиц) на зонд происходит в прилегающем к зонду возмущённом неквазинейтральном слое r_s, меньшем $l_{e,\,i}$ (бесстолкновительный слой), то зонд вносит наименьшие возмущения в плазму. Имеется последовательная теория этого случая, к-рая даёт значение токов I_e, I_i и позволяет определить ф-цию распределения электронов по скоростям. При $r_s > l_{e,\,i}$ частицы, попадающие на зонд, испытывают в слое неск. столкновений. Строгая теория для таких условий отсутствует. Однако существует экспериментально подтверждаемая интерполяционная ф-ла, позволяющая определить I_i и ф-цию распределения электронов по энергиям.

В случае $r_s \gg l$ плазма может рассматриваться как сплошная среда. Возмущение плазмы оказывается наибольшим. Характеристики потоков на зонд увязываются с параметрами плазмы на бесконечности соответствующими уравнениями переноса. Обычно используется ионная ветвь ВАХ, т. к. электронный ток при отборе искажается сильнее и труднее поддаётся расчёту.

Электрич. зонды часто используются как локальный метод определения флуктуаций концентрации и потенциала в неустойчивой плазме. Однако для правильного определения флуктуационных характеристик плазмы необходим корректный расчёт передаточных ф-ций, что во мн. случаях трудно разрешимо.

Многосеточные электрич. зонды являются электрич. анализаторами заряж. частиц. На входе зонда плазма «разрывается» большой разностью потенциалов и анализируется электронная или ионная компонента. В ВЧ- и СВЧ-зондах конец ВЧ-токопровода используется как эл.-магн. излучатель. По изменению характеристик излучения и распространению возбуждаемых в плазме волн оцениваются её параметры (обычно n, ν_e).

Лит.: Диагностика плазмы, [в. 1—3], М., 1963—73; Голант В. Е., Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, М., 1968; Грим Г., Спектроскопия плазмы, пер. с англ., М., 1969; Кузнецов Э. И., Щеглов Д. А., Методы диагностики высокотемпературной плазмы, 2 изд., М., 1980; Пятницкий Л. Н., Лазерная диагностика плазмы, М., 1976; Зайдель А. Н., Применение голографической интерферометрии для диагностики плазмы, «УФН», 1986, т. 149, в. 1; Шеффилд Дж., Рассеяние электромагнитного излучения в плазме, пер. с англ., М., 1978; Чан П., Тэлбот Л., Турян К., Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме, пер. с англ., М., 1978; Диагностика термоядерной плазмы, под ред. С. Ю. Лукьянова, М., 1985; Proceedings of the 5th topical conference on high temperature plasma diagnostics, 1984, N. Y., 1985. *А. П. Жилинский, В. Н. Колесников.*

ДИАГРА́ММА НАПРА́ВЛЕННОСТИ (от греч. diágramma — изображение, рисунок) — угловое распределение поля излучения (Д. н. по полю) или излучаемой мощности (Д. н. по мощности) *антенны* или эквивалентного ей устройства. Для приёмных антенн Д. н. определяют как зависимость величины принимаемого сигнала от направления прихода плоской волны; при этом учитывают также и др. характеристики плоской волны (напр., поляризацию в случае эл.-магн. волн). Для систем, не содержащих нелинейных и (или) невзаимных элементов (включая свойства окружающей среды), Д. н. в приёмном и передающем режимах работы антенны совпадают в силу *взаимности принципа*.

В однородных средах на больших расстояниях r от антенны, в т. н. дальней (фраунгоферовой) зоне ($r \geqslant 2D^2\lambda^{-1}$, где D — размер антенны, λ — длина волны), поле излучения антенны фактически полностью определяется её Д. н. Далее все пояснения будут относиться к излучателям эл.-магн. волн, хотя понятие Д. н. широко используют также в акустике, в гидро- и геофизике, т. е. всюду, где приходится иметь дело с направленным излучением.

Эл.-магн. поле, излучаемое антенной на фиксиров. частоте ν в однородной изотропной среде, представляет собой при больших удалениях от антенны неоднородную расходящуюся сферич. волну:

$$\boldsymbol{E}_\nu = r^{-1}\boldsymbol{f}_\nu(\theta, \varphi)\exp(2\pi i r/\lambda), \quad \boldsymbol{H}_\nu = Z_0^{-1}[\boldsymbol{r}_0\boldsymbol{E}_\nu],$$
$$(\boldsymbol{r}_0\boldsymbol{f}_\nu) = 0.$$

Здесь r, θ, φ — сферич. координаты с началом отсчёта в месте расположения антенны, $\boldsymbol{r}_0$ — единичный вектор вдоль $\boldsymbol{r}$, Z_0 — характеристический *импеданс* среды. Ф-ция $\boldsymbol{f}_\nu$ является векторной Д. н. по полю (иногда из соображений размерности её называют Д. н. по напряжению). Соответственно Д. н. по мощности равна $F_\nu = \text{const}\ |\boldsymbol{f}_\nu|^2$, где пост. множитель находят из условия нормировки. Рассматривают также фазовые Д. н. (угловое распределение фазы составляющих $\boldsymbol{f}_\nu$) и поляризационные Д. н. (обычно угловое распределение двух *Стокса параметров*).

По виду Д. н. антенны разделяют на слабонаправленные, у к-рых излучаемая мощность распределена в большом телесном угле, и остронаправленные, у к-рых осн. доля излучаемой мощности сконцентрирована в узком телесном угле, т. н. гл. лепестке Д. н. (с раствором от неск. десятков градусов до единиц угл. минут и менее).

Существует ряд физ. ограничений на реализуемость нек-рых видов Д. н. Так, в случае эл.-магн. волн не может быть реализована строго изотропная Д. н., что обусловлено векторным характером эл.-магн. поля. Практически не может быть реализована «сверхнаправленная» Д. н. с угловой шириной гл. лепестка меньше λ/D радиан (критерий разрешения Рэлея), что связано с волновой природой поля излучения. Т. о., в случае эл.-магн. поля оказываются неосуществимыми оба крайних случая, хотя формально в заданном объёме может быть построено распределение сторонних источников, Д. н. к-рых аппроксимирует с наперёд заданной точностью любую ограниченную ф-цию; это распределение, однако, становится неустойчивым по отношению к любым малым отклонениям от значений параметров, обеспечивающих «сверхнаправленность».

Реализуемые на практике Д. н. отличаются большим разнообразием; в частности, Д. н. остронаправленных антенн различаются по форме гл. лепестка, по числу гл. лепестков, по уровню мощности, излучаемой вне гл. лепестка, и т. н.

Для излучающих антенн с временно́й модуляцией параметров и (или) для антенн, перемещающихся в пространстве, а также для приёмных *антенн с обработкой сигналов* понятие Д. н. становится несколько условным.

Лит. см. при ст. *Антенна.* *М. А. Миллер, В. И. Турчин.*

ДИАГРА́ММА СОСТОЯ́НИЯ (фазовая диаграмма) — диаграмма, изображающая зависимость устойчивого фазового состояния одно- или многокомпонентного вещества от термодинамич. параметров, определяющих это состояние (темп-ры T, давления P, напряжённостей магн. H или электрич. E полей, концентрации c и др.). Каждая точка Д. с. (фигуративная точка) указывает на фазовый состав вещества при заданных значениях термодинамич. параметров (координатах этой точки). В зависимости от числа внеш. параметров Д. с. может быть двумерной, трёхмерной и многомерной. При исследовании равновесия фаз в условиях перем. давления строят изобарич. и изоконцентрац. сечения и проекции на плоскости $T—P$ или $P—c$. Наиб. полно изучены изобарич. $T—c$ сечения $T—P—c$ Д. с., соответствующие атм. давлению.

Устойчивому состоянию системы при заданных T и P соответствует минимум *Гиббса энергии* системы G. Из этого условия вытекают ур-ния равновесия, определяющие границы фаз на Д. с. Ур-ние *фазового равновесия* однокомпонентного вещества выражается равенством мольных энергий Гиббса этих фаз; в дифференц. форме — это *Клапейрона—Клаузиуса уравнение.* Ур-ния равновесия многокомпонентной системы сводятся к равенству хим. потенциалов μ_i^j каждого компонента i во всех фазах j:

$$\mu_i^1 = \mu_i^2 = \ldots = \mu_i^j. \qquad (*)$$

Анализ системы ур-ний (*) приводит к *Гиббса правилу фаз.* Это правило определяет наиб. число фаз, к-рые могут находиться в равновесии, и число независимых параметров (степеней свободы), изменение к-рых не нарушает фазового состояния вещества. Нонвариантному равновесию (0 степеней свободы) соответствуют на Д. с. точки, одновариантному — линии, двухвариантному — участки плоскости и т. д.

Д. с. однокомпонентного вещества обычно строится на плоскости в координатах $T—P$, $T—V$, $P—V$, $T—H$ и др. Темп-ра равновесия двух фаз однокомпонентного вещества при заданном давлении определяется точкой пересечения кривых $G(T)$ этих фаз (рис. 1). В *тройных точках* пересекаются три кривые попарного равновесия фаз, эти точки соответствуют равновесию трёх фаз. Равновесие большего числа фаз невозможно. Кривая равновесия двух фаз может оканчиваться в *критической точке*.

Для двухкомпонентных веществ система ур-ний (*) геометрически соответствует условиям общего касания к кривым $G(c)$ (рис. 2) сосуществующих фаз; точки касания определяют структуру и составы фаз, находящихся в равновесии при заданных условиях. Концентрации фаз в двухфазном состоянии определяют с помощью конод (изотермич. прямых на изобарич. сечениях, соединяющих точки фазовых границ; см. рис. 3, *а*). Относит. количества фаз в двухфазном состоянии определяются правилом рычага.

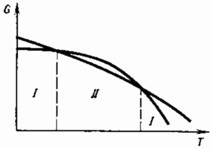


Рис. 1. Зависимость энергии Гиббса G двух фаз I и II от температуры.

При *фазовых переходах* 2-го рода правило фаз Гиббса неприменимо, поэтому на T—c Д. с. такие фазы не всегда разделяются двухфазными областями, в отличие от переходов 1-го года (см. рис. 2, *в*, выше K_2).

На рис. 2 показаны участки Д. с. разных типов и соответствующие им кривые $G(c)$. На рис. 2, *а* изображе-

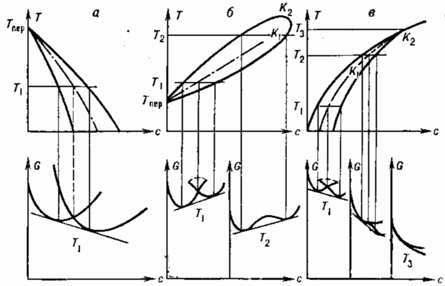


Рис. 2. Участки диаграммы состояния разных типов (вверху) и соответствующие им кривые $G(c)$.

но равновесие фаз с разными структурами, на рис. 2, *б* — равновесие изоструктурных фаз с критич. точками изоконцентрационного превращения K_1 и расслоения K_2; на рис. 2, *в* — переход порядок—беспорядок с двумя критич. точками изоконцентрац. перехода K_1 (трикритич. точка, точка Ландау) и расслоения K_2. Когда фазы имеют разную структуру (рис. 2, *а*), каждой из них соответствует своя зависимость $G(c)$, а в случае изоструктурных фаз (рис. 2, *б*) и переходов типа порядок — беспорядок (рис. 2, *в*) обе фазы описываются единой зависимостью $G(c)$ (одной кривой с «петлёй» и без неё). Знание положения линий $T_0(c)$ — линий равных энергий Гиббса обеих фаз одного и того же состава (см. штриховые линии на рис. 2) — важно в тех случаях, когда из-за малой диффузионной подвижности реализуются изоконцентрац. («бездиффузионные») превращения (см. *Мартенситное превращение*, *Кристаллизация*). При отсутствии пересечения линий $G(c)$ (рис. 2, *б*, *в* при $T > T_{K_1}$) изоконцентрац. равновесия нет. В интервале $T_{K_1} < T < T_{K_2}$ имеет место расслоение, аналогичное расслоению жидких и твёрдых растворов. На рис. 2, *в* ($T > T_{K_1}$) на кривых $G(c)$ имеется точка ветвления, соответствующая фазовому переходу 2-го рода.

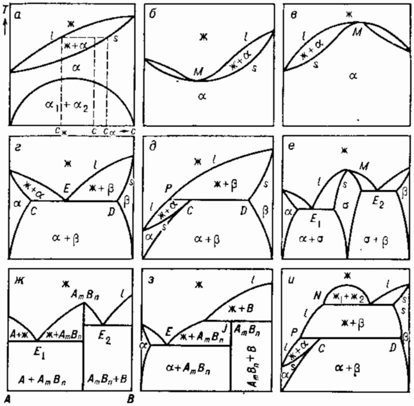


Рис. 3. Диаграммы состояний разных типов в координатах T—c: ж — жидкая фаза, α, β, σ — твёрдые фазы, A_mB_n — хим. соединение компонентов, C, D — тройные точки, E, E_1, E_2 — эвтектические точки, M — точки максимума и минимума, P — перитектическая точка.

Д. с. могут иметь разнообразную форму (рис. 3). К одному типу могут быть отнесены Д. с., на к-рых сохраняются неизменными число, размерность и взаимное расположение всех геом. элементов (характерных точек, линий, областей). Форма и размер отрезков линий и областей могут изменяться при сохранении типа Д. с. К характерным точкам относятся: критич. точки, точки фазовых переходов 2-го рода, трикритич. точки, точки равных концентраций с максимумом или минимумом M (рис. 3, *б*, *в*, *е*), точки равновесия трёх фаз (тройные точки на Д. с. однокомпонентного вещества), эвтектическая E (рис. 3, *г*), перитектическая P (рис. 3 *д*, *и*), монотектическая (рис. 3, *и*) точки, точка инконгруэнтного плавления соединения J (рис. 3, *з*). К характерным точкам можно также отнести точки фазовых переходов компонентов и соединений (в последнем случае при наличии сингулярной точки Д. с. разбивается на две: см. рис. 3, *ж*), точки максимумов и минимумов на их кривых плавления. На одной Д. с. может быть неск. характер-

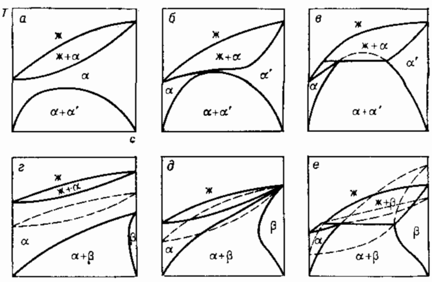


Рис. 4. Эволюция изобарических сечений диаграммы состояний двухкомпонентного вещества: *а*, *б*, *в* — простейшие Д. с., *г*, *д*, *е* — сложные. Пунктиром показаны метастабильные диаграммы состояний или их участки: ж — жидкая фаза, α, β — твёрдые фазы.

ных точек. Появление или исчезновение одной из них меняет тип Д. с. Эволюция $T-c$ изобарич. сечений $T-P-c$ Д. с. при изменении давления может привести к смене типов этих сечений (рис. 4) при переходе через граничные (переходные) Д. с. (рис. 4, *б*, *д*).

Д. с. трёхкомпонентного вещества при пост. P трёхмерна. Система координат, в к-рой она изображается, представляет собой рёбра трёхгранной призмы, основанием к-рой служит концентрац. треугольник; ось T перпендикулярна основанию, а грани являются Д. с. бинарных систем.

На плоскости строят изотермич. (рис. 5), политермич. и квазибинарные сечения трёхмерной Д. с. Политермическими наз. сечения плоскостью, параллельной оси T. Квазибинарными — Д. с. систем, компонентами

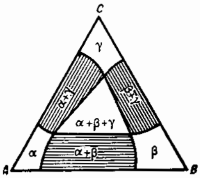


Рис. 5. Изотермическое сечение диаграммы состояний трёхкомпонентного вещества в случае ограниченной растворимости в твёрдых растворах α, β и γ.

к-рых являются соединения, образующиеся в двух бинарных системах, или соединение и один из компонентов. Относит. количества фаз, находящихся в равновесии, определяются правилом центра тяжести. Как и правило рычага, оно следует из условия сохранения количества каждого компонента. Д. с. n-компонентной системы при перем. T и P — $(n+1)$-мерны. Для их изображения разрабатывают спец. методы.

Имеется ряд ограничений на структуру Д. с. Так, согласно *третьему началу термодинамики*, при $T=0$ К энтропия $S=0$, откуда вытекает неустойчивость растворов при $T\to0$ К, они должны расслаиваться на смеси компонентов, соединений и стехиометрически упорядоченных фаз. Однако из-за малой диффузионной подвижности при $T\sim0$ К в большинстве случаев полного расслоения растворов наблюдать не удаётся. Границы равновесия двух фаз могут сливаться только в точках превращений чистых компонентов или в точках минимума или максимума этих границ.

Д. с., как правило, являются сложными и могут быть расчленены на простейшие. Д. с. на рис. 4, *а—в* являются простейшими. Д. с. на рис. 4, *г—е* расчленяются на три простейшие: ж—α, ж—β и α—β, к-рые полностью или частично метастабильны. Д. с. одного и того же типа может быть как простейшей, так и сложной (ср. рис. 4, *в*, *е*). На Д. с. рис. 4, *а—в* можно нанести только одну линию $T_0(c)$ изоконцентрац. равновесия, $T_0^{ж-\alpha}$; на Д. с. рис. 4, *г—е* три такие линии: $T_0^{ж-\alpha}$, $T_0^{ж-\beta}$ и $T_0^{\alpha-\beta}$. При изменении давления (или смене одного из компонентов) простейшие Д. с., составляющие сложную, смещаются относительно друг друга, что приводит к стабилизации одних участков Д. с. и дестабилизации других. Тип простейших Д. с. определяется термодинамич. свойствами компонентов в сосуществующих фазах и термодинамич. свойствами растворов.

Для построения Д. с. используют данные разл. методов: рентгеноструктурного, калориметрического, термического, дилатометрического, оптич. и электронной микроскопии, ЯМР и др.

Д. с. можно рассчитать, если известны аналитич. выражения для $G(T, P, c)$ всех фаз, образующихся в данной системе. Для определения вида $G(T, P, c)$ достаточно иметь эксперим. данные о термодинамич. свойствах системы. Однако обычно такие данные либо отсутствуют, либо неполны. Для конструирования $G(T, P, c)$ используют поэтому теорию растворов, электронную теорию вещества, разл. рода эмпирич. и полуэмпирич. соотношения. Привлекают закономерности изменения свойств элементов с изменением их атомного номера и положения в таблице Менделеева, а также имеющиеся данные об известных участках Д. с., метастабильных фазах в рассматриваемой системе, её физ. свойствах. Наиб. перспективным путём построения Д. с. является оптим. сочетание всех методов (эксперим. и теоретич.) нахождения ф-ций $G(T, P, c)$ и последующего расчёта с помощью ЭВМ.

Д. с. используют на практике в материаловедении, металлургии, металловедении, химии, геологии и др.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Древинг В. П., Калашников Я. А., Правило фаз с изложением основ термодинамики, 2 изд., М., 1964; Захаров А. М., Диаграммы состояния двойных и тройных систем, 2 изд., М., 1978; Устойчивость фаз в металлах и сплавах, пер. с англ., М., 1970; Кауфман Л., Бернстейн Г., Расчёт диаграмм состояния с помощью ЭВМ, пер. с англ., М., 1972; Гиббс Дж. В., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Аптекарь И. Л., Исаева Л. Г., Анализ возможных типов диаграмм состояния двухкомпонентных систем и эволюция под давлением, в сб.: Физика и техника высоких давлений, в. 12, К., 1983.

И. Л. Аптекарь, Д. С. Каменецкая.

ДИАМАГНЕТИЗМ (от греч. dia- — приставка, означающая здесь расхождение, и магнетизм) — свойство вещества намагничиваться навстречу приложенному магн. полю. Диамагн. момент создаётся незатухающими микроскопич. электрич. токами, индуцированными магн. полем $\boldsymbol H$ (см. *Ленца правило*). В создании диамагн. момента участвуют все электроны атомов, а также свободные носители заряда в металлах и полупроводниках. Т. о., Д. является универсальным свойством, присущим всем веществам. Однако во мн. случаях Д. перекрывается *парамагнетизмом* и *ферромагнетизмом* и составляет лишь небольшую часть суммарной намагниченности вещества. Диамагн. момент $\boldsymbol M$ вплоть до очень больших полей ($\sim$МГс) пропорционален магн. полю: $\boldsymbol M=\varkappa\boldsymbol H$, где диамагн. восприимчивость $\varkappa<0$. Исключение составляют металлы при низких темп-рах (см., напр., *Де Хааза — ван Альфена эффект*).

Простейшая теория Д. газа невзаимодействующих атомов в слабых магн. полях была создана П. Ланжевеном (P. Langevin, 1905) и основывалась на вычислении магн. момента, возникающего в результате *Лармора прецессии* электрона, обращающегося по атомной орбите. Квантовомеханич. вычисление диамагн. момента атома, помещённого в магн. поле [Дж. Ван Флек (J. Van Vleck, 1926), Л. Полинг (L. Pauling, 1927)], исходит из *гамильтониана* $\hat{\mathscr H}$ электрона многоэлектронного атома, к-рый без учёта *спина* электрона записывается в след. виде:

$$\hat{\mathscr H}=\frac{1}{2m}\sum_i\left[\hat{\boldsymbol p}_i+\frac{e}{c}\boldsymbol A(\boldsymbol r_i)\right]^2+e\sum_i\varphi(\boldsymbol r_i), \qquad (1)$$

где $e\varphi(\boldsymbol r_i)$ — кулоновская энергия электрона; $\hat{\boldsymbol p}$ — оператор импульса; $\boldsymbol r_i$ — координата электрона; $\boldsymbol A$ — вектор-потенциал, к-рый в случае однородного магн. поля можно записать в виде $\boldsymbol A=\frac{1}{2}[\boldsymbol H\boldsymbol r]$; e и m — заряд (по модулю) и масса электрона. Д. описывается только одним членом гамильтониана (1)

$$\hat{\mathscr H}=\frac{e^2}{2mc^2}\sum_i[\boldsymbol A(\boldsymbol r_i)]^2=\frac{e^2}{8mc^2}\sum_i[\boldsymbol H\boldsymbol r_i]^2. \qquad (2)$$

Сдвиг $\Delta\mathscr E$ уровня энергии атома под действием магн. поля в первом приближении теории возмущений (малый параметр теории — магн. поле $\boldsymbol H$, направленное вдоль оси z):

$$\Delta\mathscr E=\frac{e^2}{8mc^2}\sum_i\overline{[\boldsymbol H\boldsymbol r_i]^2}=\frac{e^2H^2}{12mc^2}\sum_i \overline{r_i^2} \qquad (3)$$

(черта сверху означает усреднение). Здесь учтено, что по модулю $|[\boldsymbol H\boldsymbol r_i]|=Hr_i\sin\vartheta_i$ и в случае сферически-симметричной электронной оболочки ср. значение $\overline{\sin^2\theta_i}={}^2/_3$. Отсюда диамагн. момент атома

$$\overline{M}_{z,\,\text{д}}=-\frac{\partial\Delta\mathscr{E}}{\partial H}=-\frac{e^2H}{6mc^2}\sum_i\overline{r_i^2}, \qquad (4)$$

а молярная диамагн. восприимчивость

$$\chi_\text{д}=-\frac{N_Ae^2}{6mc^2}\sum_i r_i^2=-\frac{N_AZe^2}{6mc^2}\cdot\overline{\rho^2}, \qquad (5)$$

где N_A — число Авогадро, Z — атомный номер, $\overline{\rho^2}$ — ср. значение квадрата эффективного радиуса электронной оболочки атома. Из ф-лы (5) видно, что Д. не зависит от темп-ры T (пока kT мало по сравнению с расстоянием между осн. и возбуждёнными уровнями) и увеличивается с атомным номером.

Табл. 1.

Вещество (элемент)	Атомный номер	$\chi_\text{д}\cdot10^6$ эксперимент	$\chi_\text{д}\cdot10^6$ теория
He	2	−2,0	−1,9
Ne	10	−7,0	−(5÷11)
Ar	18	−19,4	−(19÷25)
Kr	36	−28	−(32÷33)
Xe	54	−43	−(43÷48)

В табл. 1 приведены эксперим. значения $\chi_\text{д}$ для инертных газов, атомы к-рых не имеют валентных электронов, создающих парамагн. момент. Эксперим. данные сравниваются с теоретич. значениями $\chi_\text{д}$, точность к-рых невелика и сильно падает с ростом атомного номера, т. к. задача о распределении электронной плотности в многоэлектронном атоме не решена. С этими трудностями связан разброс теоретич. значений $\chi_\text{д}$, полученных разл. авторами, использовавшими разные приближения при решении задачи. В целом ф-ла (5) (получающаяся, кстати, одинаковой и в квантовомеханич. расчёте, и в квазиклассич. теории Ланжевена) даёт удовлетворительную оценку величины Д. элементов и её изменения с ростом числа электронов в атоме.

Ф-лу (5) применяют также при определении Д. ионных соединений. Расчёты Д. ионов и сопоставление их с эксперим. значениями $\chi_\text{д}$ ионных соединений лежат в основе исследований хим. связей, степени деформации электронных оболочек ионов и доли ковалентных связей в разл. соединениях.

Полное теоретич. описание Д. нецентрально-симметричных систем требует учёта *ванфлековского парамагнетизма*. Д. является поляризационным магнетизмом, и соответственно энергия Д. (3) имеет квадратичную зависимость от магн. поля. Однако существует также поляризационный ванфлековский парамагнетизм, к-рому в гамильтониане (1) соответствует член

$$\mathscr{H}_\text{пм}=\hat{M}_z\boldsymbol{H}=\frac{e}{2mc}\left(\sum_i[\boldsymbol{r}_i\hat{\boldsymbol{p}}_i]\right)\boldsymbol{H} \qquad (6)$$

и сдвиг уровня энергии (во втором порядке теории возмущений) на величину

$$\Delta\mathscr{E}_\text{пм}=-H^2\sum_{k=1}^{n}\frac{|\langle k|\hat{M}_z|0\rangle|^2}{\mathscr{E}_k-\mathscr{E}_0} \qquad (7)$$

(k — номер уровня мультиплета). Соответственно ванфлековская парамагнитная восприимчивость 1 моля вещества

$$\chi_\text{пм}=2N_A\sum_{k=1}^{n}\frac{|\langle k|\hat{M}_z|0\rangle|^2}{\mathscr{E}_k-\mathscr{E}_0}\,. \qquad (8)$$

Для ионов (атомов, молекул), у к-рых электронная оболочка не обладает сферич. симметрией или осевой симметрией относительно направления $\boldsymbol{H}$, возможны как диа-, так и парамагнетизм. Напр., расчётные значения диамагн. и парамагн. составляющих χ 1 моля водорода (H_2) равны:

$$\chi_{H_2}=(-4{,}7+0{,}5)\cdot10^{-6}=-4{,}2\cdot10^{-6}.$$

Эксперим. значения χ для H_2 лежат в пределах от $-3{,}9\cdot10^{-6}$ до $-4{,}0\cdot10^{-6}$.

Эмпирич. правило расчёта Д. органич. соединений в виде

$$\chi_\text{д}=\sum_i\chi_{A_i}+\sum_i\lambda_i \qquad (9)$$

впервые было предложено П. Паскалем (P. Pascal, 1910). Здесь χ_{A_i} — постоянные диамагн. вклады атомов, входящих в состав молекулы, λ_i — поправочные члены, зависящие от структурных особенностей молекул. Физ. смысл члена $\sum_i\lambda_i$ Паскаль не раскрыл, он рассматривал его как эмпирич. характеристику хим. связей. Я. Г. Дорфман (1961) провёл глубокий анализ влияния всех видов хим. связей на Д. соединений. В ароматич. соединениях часть электронов совершает движение по всему ароматич. кольцу. Соответственно они имеют орбиты очень большого радиуса, что приводит к сильному росту Д. у этих соединений; Д. оказывается сильно анизотропным — магн. восприимчивость в направлении, перпендикулярном ароматич. кольцам ($\chi_\perp$), в неск. раз больше восприимчивостей ($\chi_\parallel^{(1)}$ и $\chi_\parallel^{(2)}$), измеренных в плоскости, параллельной кольцам. Эксперим. значения диамагн. восприимчивостей ряда кристаллов ароматич. соединений приведены в табл. 2.

Табл. 2.

Кристаллы	$-\chi_\perp\cdot10^6$	$-\chi_\parallel^{(1)}\cdot10^6$	$-\chi_\parallel^{(2)}\cdot10^6$
Бензол C_6H_6	95	35	35
Нафталин $C_{10}H_8$	177	53	51
Антрацен $C_{14}H_{10}$	254	76	72
Фенантрен $C_{14}H_{10}$	240	74	74
Терфенил $C_{18}H_{14}$	271	97	88

В металлах и полупроводниках кроме Д. атомных электронов имеет место также Д. (и парамагнетизм) «свободных» электронов и дырок. Классич. газ свободных носителей заряда, согласно теореме ван Лёвен, не должен обладать Д. Однако Л. Д. Ландау (1930) показал, что квантование орбит носителей заряда в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, приводит к возникновению диамагн. момента (см. *Ландау диамагнетизм*). Соответствующая диамагн. восприимчивость единицы объёма

$$\varkappa_\text{Л}=-\frac{e^2}{12\pi m^*c^2}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3}N^{1/3}, \qquad (10)$$

где N — число электронов (или дырок) в единице объёма, m^* — их эфф. масса. В металлах и полупроводниках существует спиновый парамагнетизм электронов проводимости (*Паули парамагнетизм*). В тех металлах, в к-рых эфф. масса равна массе свободного электрона, диамагнетизм Ландау составляет только $^1/_3$ от парамагнетизма Паули. К таким парамагн. металлам прежде всего относятся щелочные металлы. Однако в металлах со сложной *ферми-поверхностью* (Bi, Cu, Ag, Au, Be, Zn, Cd, Mg, Ga, In, Te) эфф. масса m^* может сильно отличаться от m. Аномально малыми значениями m^* обладает Bi и Sb. Соответственно диамагнетизм Ландау в них аномально велик (и анизотропен). Магн. восприимчивость этих металлов, измеренная при комнатной темп-ре вдоль оси симметрии высокого порядка ($\chi_\parallel$) и перпендикулярно ей ($\chi_\perp$), приведена в табл. 3.

Табл. 3.

Кристаллы	$-\chi_\parallel\cdot10^6$	$-\chi_\perp\cdot10^6$
Висмут Bi	222	309
Сурьма Sb	173	61

Ф-ла (10) выведена для вырожденного ферми-газа электронов. В невырожденных собственных полупроводниках Д. носителей заряда зависит от темп-ры: $\varkappa_д \sim \sqrt{T}\cdot\exp(\Delta\mathcal{E}/2kT)$, ($\Delta\mathcal{E}$ — энергетич. щель между валентной зоной и зоной проводимости).

Др. ограничение, сделанное при выводе ф-лы (10), состоит в предположении, что величина kT существенно больше энергии, на к-рую различаются соседние квантовые *Ландау уровни*. При низких темп-рах и в сильных полях $kT < (e\hbar/m^*c)H$ и тепловое размытие уровня Ферми становится меньше расстояния между уровнями Ландау. Это приводит к немонотонному изменению энергии электронного газа при изменении магн. поля. Одним из следствий этого являются периодич. осцилляции магн. восприимчивости металлов — эффект Де Хааза — ван Альфена.

Лит.: Селвуд П., Магнетохимия, пер. с англ., 2 изд., М., 1958; Дорфман Я. Г., Диамагнетизм и химическая связь, М., 1961; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971. *А. С. Боровик-Романов.*

ДИАМАГНЕТИ́ЗМ ПЛА́ЗМЫ — свойство, характеризующее *магнитную восприимчивость* плазмы, её способность уменьшать магн. поле, в к-ром она находится (см. *Диамагнетизм*). Д. п. является следствием движения электронов и ионов плазмы по винтовым (ларморовским) траекториям, что эквивалентно круговому току, создающему *магнитный момент*, противоположный по направлению магн. полю (в соответствии с правилом Ленца). В итоге поле внутри плазмы уменьшается. Как и всякое диамагн. вещество, плазма выталкивается из области более сильного магн. поля.

В пост. магн. поле с напряжённостью $\boldsymbol{H}$ магн. поле, создаваемое частицей, эквивалентно полю кругового тока с магн. моментом

$$\boldsymbol{\mu} = -\frac{W_\perp}{H} \qquad (1)$$

($W_\perp$ — энергия частицы в плоскости, перпендикулярной H). В условиях теплового равновесия магн. момент классич. системы частиц равен нулю (согласно теореме ван Лёвен). В случае плазмы это проявляется в отсутствии диамагнетизма равновесной плазмы, удерживаемой стенками камеры: диамагн. момент, создаваемый заряж. частицами, движущимися по замкнутым орбитам, полностью компенсируется благодаря токам, создаваемым за счёт разрыва орбит периферич. частиц при их ударе о стенки камеры. В отсутствие стенок Д. п. проявляется в условиях *космической плазмы* или при магнитном удержании плазмы. Т. о., Д. п. как классич. макроскопич. явление связан исключительно с термодинамич. неравновесностью плазмы. Так, для неоднородной, медленно диффундирующей замагниченной плазмы её диамагн. момент $\boldsymbol{\mu}$ на единицу объёма равен

$$\boldsymbol{\mu} = -\frac{nT}{H}, \qquad (2)$$

T, n — соответственно темп-ра и плотность плазмы. Диамагн. момент плазмы существенно возрастает, если в среде возбуждена неоднородная отражательно-симметрическая турбулентность.

Лит. см. при ст. *Плазма*. *С. С. Моисеев.*

ДИАМАГНЕ́ТИК — вещество, приобретающее во внеш. магн. поле $\boldsymbol{H}$ магн. момент $\boldsymbol{M}$, направленный навстречу намагничивающему полю. В отсутствие магн. поля чисто диамагн. вещества результирующим магн. моментом не обладают (магн. моменты электронов в атомах или молекулах Д. скомпенсированы), но при наложении поля $\boldsymbol{H}$ в атомах (молекулах) индуцируются микроскопич. вихревые токи, к-рые своим магн. полем экранируют внеш. поле. У большинства Д. вплоть до полей $H \sim 10^3$ кЭ зависимость $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{H})$ практически линейна: $\boldsymbol{M} = \chi_д \boldsymbol{H}$, где диамагн. восприимчивость $\chi_д$ всегда отрицательна. Обычно для Д. рассматривают *магнитную восприимчивость* 1 *моля* вещества (молярную восприимчивость) $\chi_д$, к-рая мала ($\sim 10^{-6}$—10^{-4}) по сравнению с магн. восприимчивостью *парамагнетиков* и *антиферромагнетиков*. Классич. Д. являются т. н. инертные газы (He, Ne, Ar, Kr и Xe), атомы к-рых имеют замкнутые внеш. электронные оболочки (значения $\chi_д$ для этих газов приведены в табл. 1 ст. *Диамагнетизм*).

К Д. также относятся: инертные газы в жидком и кристаллич. состояниях; соединения, содержащие ионы, подобные атомам инертных газов (Li^+, Be^{2+}, Al^{3+}, O^{2-} и т. д.); галоиды в газообразном, жидком и твёрдом состояниях; нек-рые металлы (Zn, Au, Hg и др.). Диамагнетиками, точнее сверхдиамагнетиками, с $\chi_д = -(1/4\pi) \approx 0{,}1$ являются *сверхпроводники*, у них диамагн. эффект (выталкивание внеш. магн. поля) обусловлен поверхностными макроскопич. токами (см. *Сверхпроводимость*). К Д. относится большое число органич. веществ, причём у многоатомных соединений, особенно у циклических (ароматич. и др.), магн. восприимчивость анизотропна. В табл. приведены значения

Вещество	$\chi_д \cdot 10^6$	Вещество	$\chi_д \cdot 10^6$
Металлы		**Органические соединения**	
Медь Cu	−5,41		
Бериллий Be	−9,02	Метан CH_4 (газ)	−16,0
Цинк Zn	−11,4	Бензол C_6H_6 (жидкость)	−54,8 (ср.)
Серебро Ag	−21,5		
Золото Au	−29,6		
Ртуть Hg	−33,4	Анилин C_6H_7 (жидкость)	−62,9
Висмут Bi	−284 (ср.)		
Неорганические соединения		Нафталин $C_{10}H_8$ (кристалл)	−91,8 (ср.)
H_2O (жидкость)	−13 (0° C)	Октан C_8H_{18} (жидкость)	−96,6
CO_2 (газ)	−21		
NaCl (кристалл)	−30,3	Дифениламин $C_{12}H_{11}N$ (кристалл)	−107
Al_2O_3 (кристалл)	−37,0		
CuCl (кристалл)	−40,0	Тетрафенилэтилен $C_{26}H_{20}$ (кристалл)	−217
PbO (кристалл)	−42,0		
$AgNO_3$ (кристалл)	−45,7		
$PbSO_4$ (кристалл)	−69,7		
$BiCl_3$ (кристалл)	−100		

диамагн. восприимчивости ряда Д.: металлов, неорганич. и органич. соединений (при нормальных условиях).

Лит.: Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976; Handbook of chemistry and physics, 59 ed., Cleveland, 1978.

ДИАСКОПИ́ЧЕСКАЯ ПРОЕ́КЦИЯ — разновидность оптич. проекции, дающая увеличенное действительное изображение светящегося или освещённого предмета; при этом осветительная система и объектив находятся на одной оптич. оси (рис.). Для построения изображения с помощью Д. п. используется свет, проходящий сквозь объект (диапозитив, киноплёнку), в отличие от эпископической проекции, где изображение строится светом, отражённым от объекта. Оптич. схема Д. п. даёт возможность сохранить направленность пучка света, сформированного осветительной системой, а не превращать его в диффузный, чем достигается боль-

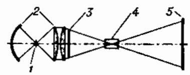


Схема диаскопической проекции: 1 — источник света; 2 — осветительная система (контротражатель и конденсор); 3 — проецируемый объект; 4 — объектив; 5 — экран.

шой выигрыш в яркости получаемого изображения. Для этой цели служит *конденсор*, строящий изображение источника света на входном зрачке проекционного объектива. Д. п. применяется в фотоувеличителях и диа- и кинопроекторах и пр. *А. П. Гагарин.*

ДИАФРА́ГМА (от греч. diáphragma — перегородка) в оптике — непрозрачная преграда, ограничивающая поперечное сечение световых пучков в оптич. системах (в телескопах, микроскопах, фотоаппаратах и т. п.). Роль Д. часто играют оправы линз, призм, зеркал и др. оптич. деталей, зрачок глаза, границы освещённого предмета, в спектросконах — щели. Размеры и положение Д. определяют освещённость и качество изображения, глубину резкости (*глубину изображаемого пространства*) и *разрешающую способность* оптич. системы, *поле зрения*.

Д., наиболее сильно ограничивающая световой пучок, называется апертурной или действующей. Изображением апертурной Д. Q_1Q_2 (рис. 1) в предшествующей ей части оптич. системы L_1 (в пространстве предметов) является входной зрачок P_1P_2 системы; изображением апертурной Д. в послед. части системы L_2 — выходной зрачок $P_1'P_2'$. Входной зрачок P_1P_2 ограничивает угол раствора пучков лучей, идущих от точки O объекта AB; выходной зрачок $P_1'P_2'$ играет ту же роль для лучей, идущих от точки O' изображения объекта $A'B'$. С увеличением апертурной Д. (*апертуры*) растёт освещённость изображения. В фотографич. объективах для плавного изменения освещённости применяют т. н. ирисовую диафрагму, состоящую из тонких непрозрачных пластинок, образующих прибл. круглое отверстие, диаметр к-рого может меняться поворотом пластинок.

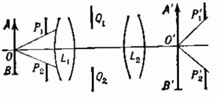


Рис. 1.

Уменьшение действующего отверстия оптич. системы (диафрагмирование) улучшает качество изображения, т. к. при этом из пучка лучей устраняются краевые лучи, на ходе к-рых в наибольшей степени сказываются аберрации. Диафрагмирование увеличивает также глубину резкости, обратно пропорциональную радиусу входного зрачка. С другой стороны, уменьшение действующего отверстия снижает из-за *дифракции света* на краях Д. разрешающую способность оптич. системы. В связи с этим апертура оптич. системы должна иметь оптимальное значение. Для устранения (ослабления) дифракционных колец в изображении светящейся точки, даваемом оптич. системой, используется т. н. аподизирующая Д. (см. *Аподизация*) — спец. фильтр, создающий соответствующее распределение амплитуд и фаз на входном зрачке системы. Другие Д., имеющиеся в оптич. системе, гл. обр. препятствуют прохождению через систему лучей от точек объекта, расположенных в стороне от гл. оси оптич. системы. Наиб. эффективная в этом отношении Д. наз. Д. поля зрения. Она определяет, какая часть пространства может быть изображена оптич. системой. Из центра входного зрачка P_1P_2 Д. поля зрения L_1L_2 видна под наименьшим углом (рис. 2). Д. поля зрения сильнее всего ограничивает лучи, идущие от удалённых от оси точек объекта AB.

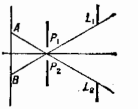


Рис. 2.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

ДИАФРА́ГМА в электронной и ионной оптике — применяется для ограничения поперечного сечения и изменения угла раствора (апертуры) пучка заряж. частиц. Круглая Д. (обычно отверстие в проводящей пластинке), имеющая электрич. потенциал и помещённая во внеш. электрич. поле, представляет собой простейшую осесимметричную электростатич. линзу (см. *Электронные линзы*). Если напряжённости поля по разные стороны пластинки вдали от отверстия равны соответственно E_1 и E_2, то фокусное расстояние такой линзы f приближённо равно: $f=4\varphi/(E_1-E_2)$, где φ — потенциал в центре Д. В зависимости от знака f Д. играет роль собирающей или рассеивающей линзы. Комбинации Д., имеющих разл. потенциалы, также являются электростатич. линзами. См. также *Электронная и ионная оптика*.

ДИВЕРГЕ́НЦИЯ (от ср.-век. лат. divergo — отклоняюсь, отхожу) — одна из осн. операций *векторного анализа*, сопоставляющая векторному полю $\boldsymbol{a}(\boldsymbol{r})$ скалярное поле $\operatorname{div}\boldsymbol{a}$ (используется также обозначение $\nabla\boldsymbol{a}$). Если точка $\boldsymbol{r}$ задана своими декартовыми координатами, $\boldsymbol{r}=\{x_1, x_2, x_3\}$, и вектор $\boldsymbol{a}$ — своими компонентами, $\boldsymbol{a}=\{a_1, a_2, a_3\}$, то

$$\operatorname{div}\boldsymbol{a}=\frac{\partial a_1}{\partial x_1}+\frac{\partial a_2}{\partial x_2}+\frac{\partial a_3}{\partial x_3}.$$

Согласно *Гаусса—Остроградского формуле*, Д. векторного поля определяет поток этого поля через любую замкнутую поверхность и, следовательно, характеризует силу источников этого поля. Операция Д. обладает след. свойствами:

$$\operatorname{div}(\boldsymbol{a}+\boldsymbol{b})=\operatorname{div}\boldsymbol{a}+\operatorname{div}\boldsymbol{b},$$
$$\operatorname{div}(\varphi\boldsymbol{a})=\varphi\operatorname{div}\boldsymbol{a}+\boldsymbol{a}\operatorname{grad}\varphi,$$
$$\operatorname{div}[\boldsymbol{a}\boldsymbol{b}]=\boldsymbol{b}\operatorname{rot}\boldsymbol{a}-\boldsymbol{a}\operatorname{rot}\boldsymbol{b},$$
$$\operatorname{div}\operatorname{rot}\boldsymbol{a}=0.$$

Если $\operatorname{div}\boldsymbol{a}=0$, то векторное поле $\boldsymbol{a}$ наз. свободным от источников или соленоидальным. В таком случае существует свободное от источников векторное поле $\boldsymbol{b}$ (векторный потенциал поля $\boldsymbol{a}$), такое, что $\boldsymbol{a}=\operatorname{rot}\boldsymbol{b}$. Оно может быть выражено через объёмный интеграл $\boldsymbol{b}=\int(\operatorname{rot}\boldsymbol{a}/4\pi r)dV$, где r — расстояние между элементом объёма и точкой, в к-рой ищется значение поля $\boldsymbol{b}$.

М. Б. Менский.

ДИЛАТОМЕ́ТРИЯ (от лат. dilato — расширяю и греч. metréō — измеряю) — раздел физики и измерит. техники, изучающий зависимость изменения размеров тела от темп-ры, давления, электрич. и магн. полей, ионизирующих излучений и т. д. Дилатометрич. исследования основаны на определении теплового расширения тел и его разл. аномалий (при фазовых переходах и др.).

Приборы, применяемые в Д.,— дилатометры — имеют разл. принципы действия. В оптико-механических дилатометрах (чувствительность $\sim10^{-6}$—10^{-7} см) изменение размеров тела приводит к повороту зеркала; линейное расширение измеряется по смещению светового зайчика, отражённого от зеркала. В ёмкостных дилатометрах (чувствительность $\sim10^{-9}$ см) изменение размеров образца изменяет ёмкость электрич. конденсатора, к-рый служит датчиком. В индукционных дилатометрах (чувствительность $\sim10^{-9}$ см) при изменении размеров образца изменяется взаимное расположение двух катушек индуктивности и, следовательно, их взаимная индуктивность. В интерференционных дилатометрах (чувствительность $\sim10^{-9}$ см) исследуемый образец помещён между зеркалами интерферометра; при изменении расстояния между ними интерференц. полосы сдвигаются. В радиорезонансных дилатометрах (чувствительность $\sim10^{-12}$ см) датчиком служит *объёмный резонатор*, стенки к-рого изготовлены из исследуемого материала; об изменениях размера резонатора судят по изменению его резонансной частоты. Одним из наиболее чувствит. методов Д. можно считать *рентгеновский структурный анализ*, позволяющий судить об изменении размеров тела по изменению параметров кристаллич. структуры.

Конструкция дилатометров обычно предусматривает возможность разл. внеш. воздействий на образец. Особое внимание уделяется учёту изменения размеров передающих звеньев и др. узлов дилатометра. Для жидких и газообразных тел рассматривается только объёмное расширение, к-рое устанавливается с помощью калиброванного капилляра, сообщающихся сосудов, измерения объёма жидкости, вытекающей при нагревании из целиком заполненного жидкостью резервуара.

Лит.: Аматуни А. Н., Методы и приборы для определения температурных коэффициентов линейного расширения материалов, М., 1972; Новикова С. И., Тепловое расширение твёрдых тел, М., 1974.

С. С. Кивилис.

ДИ́НА (от греч. dýnamis — сила; дин, dyn) — единица силы в СГС системе единиц, равная силе, к-рая массе в 1 г сообщает ускорение 1 см/с². 1 дин=1 г·см/с²= $=10^{-5}$ Н$=1{,}0197\cdot10^{-6}$ кгс.

ДИНАМИКА (от греч. dýnamis — сила) — раздел *механики*, посвящённый изучению движения материальных тел под действием приложенных к ним сил. Движения любых материальных тел (кроме микрочастиц), происходящие со скоростями, не близкими к скорости света, изучаются в т. н. классич. Д. Движение тел, перемещающихся со скоростями, приближающимися к скорости света, рассматривается в теории относительности (см. *Относительности теория*), а движение микрочастиц — в *квантовой механике*. Эта статья касается только вопросов классич. Д.

Обычно классич. Д. разделяют на Д. материальной точки и Д. системы материальных точек. Самостоят. разделами Д. системы материальных точек (частиц) являются: Д. абсолютно твёрдого тела, Д. упруго или пластически деформируемого твёрдого тела (см. *Упругости теория* и *Пластичности теория*), Д. жидкости и газа (см. *Гидродинамика*, *Аэродинамика* и *Газовая динамика*) и др.

Движение любой материальной системы зависит от её инертности и от действующих на систему сил. Инертность материальной точки характеризуется массой m этой точки. Инертность материального тела при поступат. движении определяется величиной M его суммарной массы, равной сумме масс частиц, образующих тело. При вращат. движении инертность зависит от распределения масс в занимаемом телом объёме и характеризуется величиной, наз. *моментом инерции* тела относительно оси вращения. При сложном движении инертность тела характеризуется его суммарной массой, положением центра масс или центра инерции тела и моментами инерции относительно гл. осей инерции, проходящих через центр масс, или тензором инерции.

Действующие на систему силы могут быть постоянными или переменными. Перем. силы изменяются определ. образом в зависимости от времени движения, от положения тела в пространстве и от его скорости (см. *Сила*). При этом по отношению к данной механич. системе действующие силы разделяют на внутренние $\boldsymbol{F}^i$, возникающие вследствие взаимодействия между телами или частями данной системы, и внешние $\boldsymbol{F}^e$, являющиеся результатом взаимодействия тел системы с телами, не входящими в данную систему.

Классич. Д. базируется на трёх осн. законах, наз. законами Ньютона, к-рые можно формулировать след. образом (формулировку, данную Ньютоном, и соответствующие пояснения см. в ст. *Ньютона законы механики*). 1) Если на материальную точку не действуют никакие силы (или если приложенные к ней силы взаимно уравновешиваются), то по отношению к *инерциальной системе отсчёта* материальная точка будет находиться в состоянии покоя или равномерного прямолинейного движения.

2) Если на материальную точку действует сила $\boldsymbol{F}$, то точка получает по отношению к инерциальной системе отсчёта такое ускорение $\boldsymbol{w}$, что произведение массы m точки на это ускорение равно силе:

$$m\boldsymbol{w}=\boldsymbol{F}. \tag{1}$$

3) Две материальные точки действуют друг на друга с силами, равными по абс. величине и направленными в противоположные стороны вдоль прямой, соединяющей эти точки.

К осн. законам Д. присоединяют ещё закон независимости действия сил, согласно к-рому при одноврем. действии на материальную точку неск. сил каждая из сил сообщает точке такое же ускорение, какое она сообщила бы, действуя одна.

Из названных законов как следствия получаются все ур-ния и теоремы Д. В Д. рассматриваются решения двух типов задач: 1) зная закон движения данного тела (т. е. ур-ния, определяющие положение тела в пространстве в любой момент времени), найти силы, под действием к-рых это движение происходит; 2) зная силы, действующие на данное тело или систему тел, определить закон движения этого тела или системы. Второй тип задач является в Д. основным.

Задачи Д. решаются с помощью дифференц. ур-ний движения, к-рыми устанавливается зависимость между действующими на систему силами, величинами, характеризующими инертность движущейся системы, и параметрами, определяющими её положение в пространстве (или скорости её части).

Для одной материальной точки это ур-ние даётся 2-м законом Д. и выражается векторным равенством (1). В проекциях на оси прямоугольной декартовой системы координат получаются след. 3 дифференц. ур-ния движения материальной точки:

$$m\frac{d^2x}{dt^2}=F_x,\quad m\frac{d^2y}{dt^2}=F_y,\quad m\frac{d^2z}{dt^2}=F_z, \tag{2}$$

где t — время, x, y, z — координаты движущейся точки. При действии на точку неск. сил $\boldsymbol{F}$ обозначает их равнодействующую. По ур-ниям (2) можно, зная закон движения точки, т. е. x, y, z как ф-ции времени t, определить действующую силу (1-я задача Д.) или, зная проекции действующих сил как ф-ции времени, координат и скорости точки, найти закон её движения, т. е. $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ (2-я, или основная, задача Д.).

Для любой материальной системы дифференц. ур-ния движения находятся как следствие из 2-го и 3-го законов Д. В частности, для абсолютно твёрдого тела в зависимости от вида его движения получаются таким путём след. результаты. Если тело движется поступательно, то дифференц. ур-ния его движения имеют вид ур-ний (2), где только m — масса всего тела, x, y, z — координаты его центра масс. Если тело вращается вокруг неподвижной оси, то дифференц. ур-ние его движения имеет вид:

$$I_z\frac{d^2\varphi}{dt^2}=M_z, \tag{3}$$

где φ — угол поворота тела, I_z — момент инерции тела относительно оси вращения z, M_z — гл. момент действующих сил относительно той же оси. Движение твёрдого тела вокруг неподвижной точки описывается тремя динамич. ур-ниями Эйлера (см. *Эйлера уравнение*). Наконец, движение свободного твёрдого тела описывается в общем случае шестью дифференц. ур-ниями; первые 3 совпадают с ур-ниями поступательного движения, а остальные являются динамич. ур-ниями Эйлера, в к-рых лишь осями, связанными с телом, следует считать его гл. центральные оси инерции.

Для деформируемых твёрдых тел, жидкостей и газов дифференц. ур-ния движения являются ур-ниями в частных производных. При решении задач Д. к ним должны присоединяться ур-ние, выражающее закон постоянства масс, и ур-ния, характеризующие нек-рые физ. свойства среды (напр., зависимость для данной среды плотности от давления или напряжений от деформаций и т. п.).

Дифференц. ур-ния движения материальной системы могут быть получены не только из осн. законов, но и из др. общих принципов Д., в частности из *вариационных принципов механики* или из *Д'Аламбера принципа*. Один из основных принципов механики — *Д'Аламбера — Лагранжа принцип* — приводит к т. н. общему ур-нию Д.:

$$\sum_{i=0}^{n}(\boldsymbol{F}_i-m_i\boldsymbol{w}_i)\cdot\delta\boldsymbol{r}_i=0, \tag{4}$$

где $\delta\boldsymbol{r}_i$ — векторы возможных перемещений точек системы.

Чтобы с помощью дифференц. ур-ний движения найти закон движения системы, надо кроме действующих сил знать ещё т. н. нач. условия, т. е. положения и скорости точек системы в к.-н. момент времени, принимаемый за начальный. По нач. условиям определяются значения постоянных интегрирования, к-рые входят в общие решения дифференц. ур-ний движения. Для деформируемых, жидких и газообразных тел должны ещё задаваться т. н. граничные условия.

Для систем тел, движения к-рых ограничены *связями механическими* (нитями, стержнями и т. п.), дифференц. ур-ния движения составляются с помощью принципа освобождаемости, согласно к-рому несвободную систему можно рассматривать как свободную, отбросив связи и заменив их действие соответствующими силами, наз. *реакциями связей*. При этом осн. задача Д. распадается на две, а именно: зная действующие на систему заданные силы, определить закон движения системы и реакции наложенных связей.

В наиболее часто встречающемся случае т. н. голономных связей, т. е. связей, налагающих ограничения только на положения точек системы, но не на их скорости (ур-ния этих связей не содержат производных от координат), дифференц. ур-ния, служащие для определения закона движения системы, могут быть составлены в форме, предложенной Лагранжем (см. *Лагранжа уравнения* механики). Преимущество этих ур-ний состоит в том, что число их не зависит от числа точек или тел, входящих в систему, и равно числу степеней свободы системы (см. *Степеней свободы число*), а также в том, что эти ур-ния не содержат в себе наперёд неизвестных реакций связей. Реакции связей, когда закон движения системы известен, могут определяться с помощью принципа Д'Аламбера.

При изучении относит. движения тел, т. е. движения относительно систем, как-то перемещающихся по отношению к инерциальной системе отсчёта, дифференц. ур-ния движения могут составляться так же, как и для инерциальных («неподвижных») систем, если к непосредственно действующим на тело силам взаимодействия с др. телами прибавить т. н. переносные $\boldsymbol{J}_{ei}$ и Кориолиса $\boldsymbol{J}_{ki}$ силы инерции. При этом для каждой материальной точки $\boldsymbol{J}_e=-m\boldsymbol{w}_e$, $\boldsymbol{J}_k=-m\boldsymbol{w}_k$, где m — масса точки, $\boldsymbol{w}_e$ и $\boldsymbol{w}_k$ — её переносное и Кориолиса ускорения (см. *Кинематика*). Напр., для одной материальной точки ур-ние относит. движения имеет вид

$$m\boldsymbol{w}=\boldsymbol{F}+\boldsymbol{J}_e+\boldsymbol{J}_k, \tag{5}$$

где $\boldsymbol{w}$ — относит. ускорение точки.

Относит. движение может изучаться также с помощью ур-ний Лагранжа, если ввести в них параметры, определяющие положение тела по отношению к подвижным осям.

Все обычно применяемые в Д. дифференц. ур-ния движений, напр. (2), (3) или ур-ния Лагранжа, являются ур-ниями 2-го порядка и содержат в качестве неизвестных координаты (параметры), определяющие положение системы. Но в нек-рых случаях для решения задач Д. (а также в статистич. физике, квантовой механике и др.) пользуются т. н. канонич. ур-ниями механики, или *Гамильтона уравнениями*, к-рые представляют собой систему дифференц. ур-ний 1-го порядка и содержат в качестве неизвестных не только координаты, но и импульсы (обобщённые).

Кроме дифференц. ур-ний движения для решения задач Д. широко используются вытекающие из этих ур-ний т. н. общие теоремы Д. Значение общих теорем состоит в том, что они устанавливают важные физ. зависимости между основными динамич. характеристиками движения и взаимодействия материальных тел, открывая тем самым новые возможности исследования механич. движений и часто упрощая процесс решения соответствующих задач. Кроме того, общие теоремы позволяют изучать отд. практически важные стороны данного явления, не изучая явление в целом.

К общим теоремам Д. относятся следующие. 1) Теорема об изменении кол-ва движения $\boldsymbol{Q}$ системы: изменение кол-ва движения системы за любой промежуток времени равняется геом. сумме импульсов $\boldsymbol{S}_i^e$, действующих на систему внеш. сил (см. *Импульс силы*) за тот же промежуток времени:

$$\boldsymbol{Q}_1-\boldsymbol{Q}_0=\sum_{i=1}^{n}\boldsymbol{S}_i^e. \tag{6}$$

Из теоремы вытекает закон сохранения количества движения: если геом. сумма всех действующих на систему внеш. сил равна нулю, то количество движения системы остаётся всё время величиной постоянной. Теорема применяется при изучении движения жидкостей, в теории удара, в теории реактивного движения и др. Следствием этой теоремы является также теорема о движении центра масс: центр масс механич. системы движется как материальная точка, масса к-рой равна массе системы и на к-рую действуют все внеш. силы, приложенные к системе.

2) Теорема об изменении гл. момента количеств движения (кинетич. момента) системы $\boldsymbol{K}_0$: производная по времени от гл. момента количеств движения системы относительно любого неподвижного центра (или оси) равна сумме моментов действующих внеш. сил относительно того же центра (или оси):

$$\frac{d\boldsymbol{K}_0}{dt}=\sum_{i=1}^{n}m_0\left(\boldsymbol{F}_i^e\right) \text{ или } \frac{d\boldsymbol{K}_x}{dt}=\sum m_x\left(\boldsymbol{F}_i^e\right). \tag{7}$$

Эта теорема справедлива также для движения системы относительно осей, перемещающихся поступательно вместе с центром масс. Из теоремы вытекает закон сохранения гл. момента количеств движения: если сумма моментов внеш. сил относительно данного центра (или оси) равна нулю, то гл. момент количеств движения системы относительно этого центра (или оси) остаётся всё время величиной постоянной. Теорема применяется при изучении движения твёрдого тела, в частности в теории *гироскопов*, в теории удара, при изучении движения планет, в теории турбин.

3) Теорема об изменении кинетич. энергии T системы: изменение кинетич. энергии системы при любом её перемещении равняется сумме работ A_i всех приложенных сил на том же перемещении:

$$T_1-T_0=\sum_{i=1}^{n}A_i. \tag{8}$$

В случае, когда все действующие силы потенциальны (см. *Потенциальные силы*), из теоремы вытекает закон сохранения механич. энергии: при движении под действием потенц. сил сумма кинетич. и потенц. энергий системы остаётся величиной постоянной. Теорема широко применяется для решения разнообразных задач Д.

Помимо установления общих методов изучения движения тел под действием сил в Д. рассматривается также ряд спец. задач: теория гироскопа, теория механич. *колебаний*, теория *устойчивости движения*, теория *удара*, *механика тел переменной массы* и др. В результате применения методов Д. к изучению движения отд. конкретных объектов возник ряд спец. дисциплин: небесная механика, внешняя баллистика, Д. самолёта, Д. ракет и т. п.

Лит.: Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.— Л., 1952; Николаи Е. Л., Теоретическая механика, ч. 2 — Динамика, 13 изд., М., 1958; Лойцянский Л. Г., Лурье А. И., Курс теоретической механики, т. 2 — Динамика, 6 изд., М., 1983. См. также *лит.* при ст. *Механика*.

С. М. Тарг.

ДИНА́МИКА КРИСТАЛЛИ́ЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ — раздел физики *твёрдого тела*, посвящённый изучению движений атомов в кристалле с учётом дискретности его структуры. Включает классич. и квантовую механику коллективных движений атомов в *идеальном кристалле*, динамику *дефектов* кристаллич. решётки, теорию взаимодействия кристалла с проникающим излучением, описание физ. механизмов пластичности и прочности кристаллич. тел.

Колебания идеального кристалла. Частицы, составляющие кристалл (атомы, ионы или молекулы), под действием внеш. сил или в результате теплового движения могут смещаться относительно своих положений равновесия — узлов кристаллич. решётки. Наличие межатомного взаимодействия делает невозможными независимые смещения отд. атомов, и их коллективное движение приобретает характер колебат. процесса, распространяющегося в виде волн по кристаллу. Если смещения атомов малы, то силы межатомного взаимодействия оказываются пропорциональными смещениям и моделью колеблющегося кристалла может служить система частиц, связанных упругими пружинками. Предположение об упругом характере сил, удерживающих атомы в положении равновесия, наз. **гармоническим приближением**. Оно приводит к ур-ниям колебаний вида:

$$m\ddot{u}(\boldsymbol{n}) = -\sum_{n'} \alpha(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{n}')\,u(\boldsymbol{n}'), \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{n}$ — радиус-вектор узла кристаллич. решётки, занятого атомом в равновесии, $u(\boldsymbol{n})$ — смещение атома из $\boldsymbol{n}$-го узла, m — масса атома, α — матрица упругих коэффициентов (**динамическая матрица кристалла**, см. *Модули упругости*). Предполагается, что $u \ll a$, где a — межатомное расстояние (период решётки).

Собственными ф-циями ур-ния (1) являются *нормальные колебания* (моды) типа:

$$u(\boldsymbol{n}) = \boldsymbol{e}(s)\exp[i\boldsymbol{kr}(\boldsymbol{n}) - i\omega t]. \qquad (2)$$

Здесь $\boldsymbol{r}(\boldsymbol{n})$ — координата $\boldsymbol{n}$-го кристаллич. узла, $\boldsymbol{e}$ — вектор поляризации, определяющий направление индивидуального движения атома, $\boldsymbol{k}$ — квазиволновой вектор ($|\boldsymbol{k}| = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны колебания), ω — частота. В процессе нормальных колебаний все атомы кристалла колеблются около своих положений равновесия по гармонич. закону с одинаковой частотой ω. Независимые колебания отличаются разл. векторами $\boldsymbol{k}$, лежащими внутри первой *Бриллюэна зоны*, а также целочисленным параметром, определяющим ветвь закона дисперсии, связывающего величины ω и $\boldsymbol{k}$:

$$\omega^2 = \omega_s^2(\boldsymbol{k}), \quad s = 1,\ 2,\ \ldots,\ 3\nu. \qquad (3)$$

Здесь ν — число атомов в элементарной ячейке кристалла. Закон дисперсии (3) описывается периодич. ф-цией вектора $\boldsymbol{k}$ с периодами обратной решётки, равными по порядку величины π/a. Число мод равно числу степеней

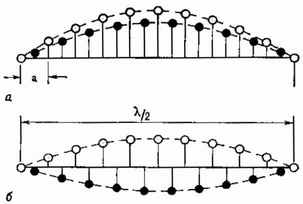


Рис. 1. Схема длинноволновых колебаний одномерного кристалла: *а* — акустические колебания; *б* — оптические колебания (a — период решётки).

свободы всех частиц кристалла. В гармонич. приближении любое движение атомов кристалла может быть представлено в виде суперпозиции нормальных колебаний.

Всегда существуют три ветви колебаний (т. н. **акустические колебания**), при к-рых в длинноволновом приближении ($\lambda \gg a$) все атомы в элементарной ячейке колеблются в одной фазе (рис. 1, *а*) и закон дисперсии к-рых линеен: $\omega_s = c_s k$, $s = 1, 2, 3$. При $\lambda \gg a$ это обычные звуковые волны в твёрдом теле (c — фазовая скорость их распространения) и описывающие их ур-ния (1) превращаются в динамич. ур-ния теории упругости. Если $\boldsymbol{k}$ совпадает с высокосимметричным кристаллографич. направлением (см. *Симметрия кристаллов*), акустич. колебания разделяются на одно продольное и два поперечных. Акустич. колебания охватывают диапазон частот от 0 до $\omega \ll \omega_m \sim \pi c/a \sim 10^{13}$ с$^{-1}$. При более высоких частотах ($\omega \sim \omega_m$) закон дисперсии акустич. колебаний отличается от звукового — он перестаёт быть линейным (рис. 2).

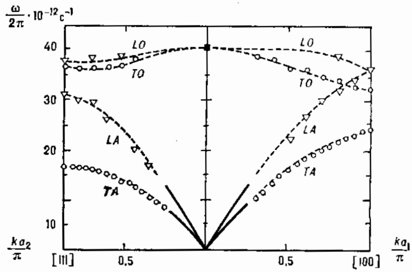


Рис. 2. Законы дисперсии акустических (*A*) и оптических (*O*) колебаний с продольной (*L*) и поперечной (*T*) поляризацией для алмаза в двух кристаллографических направлениях, восстановленные нейтронографическим методом.

В простой кристаллич. решётке ($\nu = 1$) существуют только акустич. колебания. В сложной кристаллич. решётке ($\nu > 1$) возможны также $3\nu - 3$ ветвей колебаний (т. н. **оптические колебания**), характеризующиеся тем, что при $\lambda \gg a$ центр масс элементарной ячейки покоится и происходят относительные смещения разных атомов внутри элементарной ячейки (рис. 1, *б*).

В *ионных кристаллах*, элементарная ячейка к-рых состоит из ионов противоположных знаков, оптич. колебания сопровождаются колебаниями электрич. поляризации и потому связаны с эл.-магн. колебаниями в ИК-области частот. Название «оптич. колебания» связано с резонансным поглощением эл.-магн. излучения соответствующей частоты.

Частоты оптич. колебаний лежат выше частот акустич. колебаний (рис. 2). Полосы частот акустич. и оптич. колебаний могут перекрываться, но могут быть разделёнными запрещёнными зонами частот.

Часто при качественном описании колебаний кристаллич. решётки и при оценке их вклада в разл. физ. явления (а иногда при теоретич. расчётах) используется теория Дебая. Эта теория основана на предположении, что каждая акустич. ветвь колебаний имеет линейный закон дисперсии при всех частотах в интервале $0 - \omega_д$, где дебаевская частота $\omega_д$ находится из условия равенства числа колебаний в каждой ветви числу атомов в кристалле. Оказывается, что $\omega_д \sim \omega_m$ (см. *Дебая теория* твёрдого тела).

Важнейшей характеристикой спектра колебаний кристалла является ф-ция распределения частот $g(\omega)$, определяющая спектральную плотность колебаний. Ф-ция $g(\omega)$ однозначно связана с законом дисперсии. При низких частотах ($\omega \ll \omega_m$) она не отличается от плотности акустич. колебаний и совпадает с ней: $g(\omega) \sim \omega^2$. В интервале $0 < \omega \leqslant \omega_m$ ф-ция $g(\omega)$ обладает сингулярностями: при нек-рых частотах её производная обращается в бесконечность (см. *Ван Хова особенности*). Такая особенность, в частности, имеется на краю спектра частот при $\omega = \omega_m$, где $g(\omega) \sim \sqrt{\omega_m - \omega}$ (рис. 3). Плотность колебаний чувствительна к наличию дефектов в кристалле. Знание ф-ции $g(\omega)$ необходимо при расчёте термодинамич. характеристик кристалла, она определяет температурную зависимость тепловых характеристик кристалла (теплоёмкости, теплопроводности и др.) при низких темп-рах.

Интенсивность тепловых колебаний термодинамически равновесного кристалла зависит от отношения его темп-ры T к *Дебая температуре* $\theta_Д \sim \hbar\omega_m$. При высоких темп-рах ($T \gg \theta_Д$) ср. квадрат смещения любого атома $\langle u^2 \rangle$ пропорционален T. В соответствии с *неопределённостей соотношением* при $T=0$ К, $\langle u^2 \rangle = \langle u^2 \rangle_0 \sim$

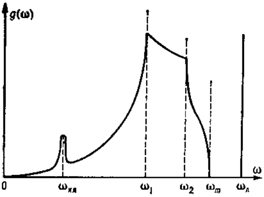


Рис. 3. Схематический вид графика $g(\omega)$ для одной ветви акустических колебаний; ω_1 и ω_2 — положения особенностей ван Хова, $\omega_л$ — локальная частота, $\omega_{кл}$ — квазилокальная частота.

$\sim \hbar/m\omega_m$. Отличная от нуля величина $\langle u^2 \rangle_0$ связана с квантовым характером движения атомов и определяет квадрат амплитуды т. н. нулевых колебаний. Условием устойчивости кристаллич. состояния является требование $\langle u^2 \rangle_0 \ll a$. Это требование не выполняется в т. н. *квантовых кристаллах*, динамика к-рых обладает рядом особенностей. Напр., в гелии нулевые колебания столь велики, что он остаётся жидким вплоть до абс. нуля и затвердевает только под давлением.

При квантовом описании малых колебаний кристалла каждому нормальному колебанию с вектором $\boldsymbol{k}$ можно сопоставить *квазичастицу* с квазиимпульсом $\boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}$ и энергией $\mathscr{E}=\hbar\omega$ (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*). Эти квазичастицы наз. *фононами* и являются элементарными возбуждениями (квантами) поля упругих колебаний кристалла. Слабо возбуждённое состояние кристалла в термодинамич. отношении эквивалентно разреженному *бозе-газу* фононов, что позволяет для описания тепловых и электрич. свойств кристалла использовать методы статистич. механики идеального бозе-газа. В частности, решёточная *теплоёмкость* кристалла вычисляется как теплоёмкость газа фононов. *Теплопроводность* диэлектрич. кристалла определяется кинетикой фононов, рассеивающихся друг на друге и на дефектах кристаллич. решётки. В металлах рассеяние электронов на фононах даёт основной вклад в электросопротивление.

Нелинейные эффекты. В действительности колебания кристалла не являются строго гармоническими. Несмотря на малость ангармонизма, при слабых возбуждениях нормальные колебания кристалла оказываются связанными друг с другом (фононы образуют неидеальный газ, т. е. взаимодействуют между собой), а закон дисперсии оказывается зависящим от темп-ры. Наличие ангармонизма (взаимодействие между фононами), в частности, объясняет *тепловое расширение* кристалла.

При сильном возбуждении смещения атомов не малы, и описывающие их ур-ния становятся нелинейными. В таких условиях возможны движения, существенно отличающиеся от гармонич. колебаний. Импульсная макроскопич. нагрузка вызывает в кристалле *ударную волну*. Импульсный нагрев может создать тепловой *солитон* — особый тип коллективного локализованного возбуждения, способного перемещаться с большой скоростью по кристаллу. Если же интенсивное внеш. воздействие сосредоточено на одном атоме (напр., удар быстрой частицы по поверхности кристалла), то сообщённый крайнему атому импульс может передаваться на большие расстояния вдоль плотно упакованного атомного ряда, в чём проявляется фокусирующее действие кристаллич. решётки (см. *Теней эффект*, *Каналирование заряженных частиц*).

Динамич. нелинейность кристалла проявляется при структурных *фазовых переходах* (напр., в *сегнетоэлектриках*). Частота нек-рого оптич. фонона зависит от темп-ры и при темп-ре фазового превращения обращается в нуль, приводя к перестройке элементарной ячейки кристалла.

Колебания кристалла с дефектами. На Д. к. р. существенно влияют дефекты решётки, изменяющие в ур-нии (1) массу m частицы (дефекты-примеси) и элементы матрицы α (точечные и протяжённые дефекты). Нормальные колебания реального кристалла с дефектами уже не являются плоскими волнами, как (2). Среди нормальных мод могут появиться колебания, полностью локализованные вблизи дефекта (л о к а л ь н ы е к о л е б а н и я). Им отвечают частоты, лежащие выше предельной частоты идеального кристалла или попадающие в запрещённые зоны (рис. 3). Если имеется много однотипных точечных дефектов, то локальное колебание на одном дефекте может «перескочить» на другой (как при резонансе слабо связанных маятников). В таком случае дефектный кристалл обладает примесной зоной частот колебаний.

Локальные колебания протяжённых дефектов (напр., *дислокации* или дефекта упаковки) распространяются вдоль них в виде волн, не проникающих в объём кристалла и отличающихся законом дисперсии от объёмных волн. Таковы колебания у свободной поверхности твёрдого тела (*Рэлея волны*).

Наряду с локальными колебаниями могут существовать т. н. к в а з и л о к а л ь н ы е к о л е б а н и я, к-рые охватывают весь кристалл, но при к-рых амплитуда колебаний дефекта значительно превосходит амплитуду колебаний атомов в объёме. Частоты таких колебаний попадают в полосы частот идеального кристалла и обычно оказываются расположенными вблизи краёв этих полос. Плотность колебаний имеет узкий резонансный пик на квазилокальной частоте (рис. 3).

Как локальные, так и квазилокальные колебания проявляются в возникновении дополнит. линий в спектрах поглощения ИК-излучения (см. *Инфракрасная спектроскопия*), в особенностях упругого рассеяния нейтронов (см. *Нейтронография*) и мёссбауэровских спектров (см. *Мёссбауэровская спектроскопия*).

Динамика дефектов. Точечные дефекты типа примесей, *вакансий* или междоузельных атомов способны перемещаться в кристалле путём диффузии. Но классич. *диффузию* нельзя считать динамич. процессом, т. к. очередной скачок дефекта имеет случайное направление и только усреднение по большому числу дефектов может дать нек-рую направленность их движению. Иначе могут вести себя точечные дефекты в квантовом кристалле, когда для дефекта появляется возможность перехода из одного положения в соседнее путём квантового туннелирования (см. *Туннельный эффект*). В результате дефект может превратиться в квазичастицу — *дефектон*, свободно перемещающуюся в кристалле.

Междоузельный атом приобретает способность к механич. перемещению в т. н. краудионной конфигурации даже в классич. кристалле (см. *Краудион*). «Лишний» атом оказывается как бы распределённым между неск. узлами плотно упакованного атомного ряда и потому легко перемещается вдоль этого направления.

Чисто механич. перемещение (скольжение) характерно для специфического линейного дефекта — дислокации. Смещение её линии по плоскости скольжения не нарушает сплошности кристалла, а потому происходит сравнительно легко. Движение дислокации всегда связано с неупругим изменением формы кристаллич. образца, поэтому дислокация является элементарным носителем *пластичности* кристалла. Атомная перестройка, сопровождающая перемещение дислокации, требует не очень больших нагрузок, и в этом причина того, что пластич. деформации кристалла начинается при напряжениях, малых по сравнению с теоретич. прочностью кристалла.

Нестационарное движение дислокации (с ускорением) сопровождается излучением упругих (звуковых) волн, подобно тому как нестационарное движение электрич. зарядов приводит к излучению эл.-магн. волн. С др. стороны, взаимодействуя с интенсивными колебаниями кристалла, дислокация вовлекается в осцилляторное диссипативное движение и даёт важный вклад во *внутреннее трение*.

Двухмерные дефекты типа двойников (см. *Двойникование*), трещин или мартенситных включений также могут проявлять себя как динамич. образования. Наряду с дислокациями они играют определяющую роль в пластичности и прочности кристаллов.

Взаимодействие с проникающим излучением. Динамич. взаимодействие кристалла с фотонами разной энергии (в т. ч. рентгеновскими и γ-квантами), нейтронами или ускоренными заряж. частицами имеет разное проявление в зависимости от энергии и импульса, передаваемых кристаллу проникающей частицей. Если эта энергия сравнима с $\hbar\omega_m$, а передаваемый импульс имеет порядок величины $\hbar/a$, то происходит неупругий процесс рассеяния частицы, сопровождающийся рождением одного или неск. фононов. Изучение таких процессов позволяет определить закон дисперсии колеблющегося кристалла (рис. 2). Однако возможен процесс без отдачи, при к-ром энергия частицы сохраняется и в кристалле не происходит рождения фонона. Такие процессы (типа *Мёссбауэра эффекта*) характеризуются предельно узкими дифракционными линиями, и их доля измеряется *Дебая — Уоллера фактором*.

Если кинетич. энергия частицы велика, то она способна выбить атомы кристалла из равновесных положений, сообщая им значит. энергию и превращая их в движущиеся дефекты. Они, в свою очередь, создают вторичные смещения атомов и смещения более высоких порядков, в результате чего возникает каскад точечных дефектов. Однако существуют такие направления, параллельные атомным рядам и атомным плоскостям («каналы»), вдоль к-рых быстрые заряж. частицы с длиной волны де Бройля, значительно меньшей a, движутся, практически не вызывая смещения атомов. Явление каналирования частиц различно для частиц разного знака зарядов (электронов и позитронов и т. п.).

Лит.: Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; Косевич А. М., Физическая механика реальных кристаллов, К., 1981; Lifshitz I. M., Kosevich A. M., The dynamics of a crystal lattice with defects, «Rept. Progr. Phys.», 1966, v. 29, pt 1, p. 217. *А. М. Косевич.*

ДИНА́МИКА РАЗРЕ́ЖЕННЫХ ГА́ЗОВ — раздел механики газов, в к-ром изучаются явления, требующие учёта молекулярной структуры, привлечения представлений и методов *кинетической теории газов.* Толчком к бурному росту исследований в этой области и образованию на стыке *газовой динамики* и кинетич. теории газов самостоятельной дисциплины — Д. р. г.— послужило развитие вакуумной техники и космонавтики, что и обусловило её название; Д. р. г. наз. также м о л е к у л я р н о й г а з о д и н а м и к о й.

В Д. р. г. фундаментальное значение имеет отношение ср. длины свободного пробега молекул между столкновениями λ к характерному размеру течения L — т. н. *Кнудсена число* $Kn=\lambda/L$.

Классич. газовая динамика справедлива при $Kn\ll 1$. Т. к. в этом случае на длине пробега параметры газа изменяются мало, то благодаря столкновениям молекул в окрестности каждой точки течения устанавливается локальное, близкое к равновесию состояние, к-рое можно характеризовать неск. макроскопич. параметрами (плотностью, скоростью, темп-рой) и производными от них. Это позволяет прийти к локальному макроскопич. газодинамич. описанию, к представлению о газе как о сплошной среде (континууме), наделённой нек-рыми свойствами (вязкостью, теплопроводностью, диффузией и т. д.). Число Kn можно выразить через параметры континуальной газодинамики — *Маха число* M и *Рейнольдса число* Re $(Kn=M/Re)$. Отсюда следует, что континуальная газодинамика имеет место при фиксированном M и $Re\to\infty$ либо при $Re=\text{const}$ и $M\to 0$.

По мере возрастания числа Kn состояние газа всё больше отличается от локально равновесного, его нельзя охарактеризовать конечным числом макропараметров и необходимо перейти к кинетическому его описанию с помощью ф-ции распределения молекул $f(t, x_i, \xi_i)$, где t — время, x_i — пространств. координаты, ξ_i — компоненты вектора скорости молекул ($i=1, 2, 3$). Величина $fdxd\xi$ определяет число молекул в момент времени t, имеющих скорости в интервале $d\xi=d\xi_1\,d\xi_2\,d\xi_3$ около скорости ξ в элементе пространства $dx=dx_1dx_2dx_3$ около точки x. Изменение ф-ции f во времени и пространстве описывается *кинетическим уравнением Больцмана*:

$$\frac{df}{dt}=\frac{\partial f}{\partial t}+\xi_i\frac{\partial f}{\partial x_i}=J\,(t,\ x,\ \xi),$$

где J — интеграл столкновений, характеризующий изменение ф-ции распределения f, обусловленное столкновениями молекул.

Свободномолекулярное течение. Если $Kn\gg 1$, то столкновениями можно пренебречь. В этом случае $df/dt=0$, т. е. ф-ция распределения не изменяется вдоль траектории молекул. Такие течения наз. с в о б о д н о - м о л е к у л я р н ы м и. Характер явлений при этом определяется столкновением молекул с ограничивающими течение поверхностями, а следовательно, законами взаимодействия молекул с жидкими или твёрдыми телами. Явления в свободномолекулярной области имеют характер, существенно отличный от аналогичных явлений в континуальной области ($Kn\ll 1$). Пусть, напр., с двух сторон от нек-рой плоскости газ находится в равновесии (в покое) при темп-рах T_1 и T_2 и давлениях p_1 и p_2. Если в плоскости имеется отверстие, диаметр к-рого $L\gg\lambda$, т. е. $Kn\ll 1$, то, согласно законам континуальной газодинамики, газ не будет перетекать через отверстие, если $p_1=p_2$, независимо от темп-р T_1 и T_2. Если же $L\ll\lambda$, то перетекание отсутствует при условии $p_1/\sqrt{T_1}=p_2/\sqrt{T_2}$, т. к. малое отверстие не нарушает равновесия в каждом из сосудов, а при равновесии число молекул, проходящих из каждого из сосудов через единицу площади отверстия, пропорционально произведению плотности $\rho\sim p/T$ на ср. скорость теплового движения молекул, пропорциональную $\sqrt{T}$.

Характерные особенности обтекания тел в свободномолекулярном режиме особенно наглядны при гипертермич. скоростях набегающего потока, т. е. когда скорость потока v много больше ср. скоростей теплового движения молекул, так что, пренебрегая последними, можно считать, что все молекулы набегающего потока движутся с одной скоростью v. Если n — число молекул в единице объёма набегающего потока и S — площадь *миделевого сечения* обтекаемого тела, то число молекул, падающих на тело, равно nvS, а приносимый ими импульс $X_i=\rho v^2S$, где $\rho=mn$ — плотность, m — масса молекулы. Полная сила сопротивления тела $X=X_i+X_r$, где X_r — реактивный импульс отражённых от тела молекул. В аэродинамике силы, действующие на тело, принято характеризовать безразмерными *аэродинамическими коэффициентами.* Если пренебречь импульсом отражённых молекул, то коэф. сопротивления $C_x\equiv X/(^1/_2S\rho v^2)=2$, т. о., коэф. сопротивления $C_x\geqslant 2$ независимо от формы тела. В континуальном же режиме для хорошо обтекаемых тел C_x порядка сотых или десятых единицы, а для плохо обтекаемых близок к 1. В свободномолекулярном гипертермич. режиме подъёмная сила обусловлена лишь реактивным импульсом отражённых молекул. В условиях космич. полёта, напр., скорость отражённых молекул $\ll v$ и $C_y\equiv Y/(^1/_2S\rho v^2)$ мал, а следовательно, и *аэродинамиче-*

ское качество $K=C_y/C_x \ll 1$ независимо от формы обтекаемого тела, в то время как в условиях континуума аэродинамич. качество тел типа крыла может достигать единиц или даже десятков. В условиях континуума наивысшая темп-ра в потоке, а следовательно, и тел, помещённых в поток, равна темп-ре торможения. А в гипертермич. свободномолекулярном потоке темп-ра теплоизолированного тела (термометра) больше темп-ры торможения. Если в условиях континуума в потоке поместить вращающийся цилиндр (рис. 1), то на него

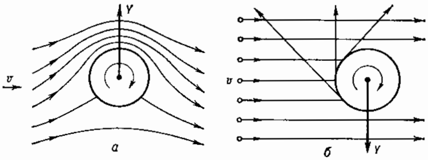


Рис. 1. Схема взаимодействия вращающего цилиндра с потоком: *а* — континуальным $Kn \ll 1$ (эффект Магнуса), *б* — свободномолекулярным $Kn \gg 1$.

действует подъёмная сила, направленная вверх,— *Магнуса эффект*. В свободномолекулярном потоке отражённые молекулы приобретают составляющую скорости, параллельную поверхности, так что реактивная сила, действующая на тело, направлена вниз. Т. о., характер явлений в предельных ситуациях $Kn \gg 1$ и $Kn \ll 1$ существенно различен.

Промежуточная область. Между предельными режимами — континуальным и свободномолекулярным — лежит переходная область, в к-рой непригодны как континуальное описание, так и упрощения свободномолекулярного случая. Здесь приходится иметь дело с решением полного кинетич. ур-ния Больцмана, к-рое много сложнее ур-ний газовой динамики. Имеется лишь небольшое число точных и аналитич. решений этого ур-ния для весьма вырожденных ситуаций. Для практически интересных течений решения получают численными методами. Большое распространение для решения сложных задач получил метод статистич. моделирования (*Монте-Карло метод*), в к-ром моделируются перелёты и столкновения молекул. Часто для получения приближённых решений применяют модельные ур-ния с упрощённым интегралом столкновений.

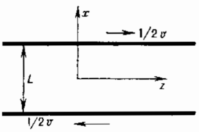


Рис. 2. Схема течения Куэтта.

Характерные особенности течений в промежуточной области можно видеть на примере течения Куэтта: две бесконечные пластины с равными темп-рами движутся в противоположные стороны со скоростями $\pm(1/2)v$ (рис. 2). Если скорость их относит. движения v мала, то на основе приближённого решения ур-ния Больцмана можно получить выражения для скорости газа $u_z(x)$ и постоянного поперёк течения напряжения трения P_{xz}, к-рые имеют вид:

$$u_z(x)=\frac{v}{1+AKn}\frac{x}{L}, \quad P_{xz}=-\mu\frac{v}{L}\frac{1}{1+AKn},$$

где A — константа, а μ — коэф. вязкости (рис. 3 и 4). При свободномолекулярном режиме ($Kn=\infty$) газ между пластинами покоится, несмотря на их движение. На стенках газ «проскальзывает» на величину $(1/2)v$. По мере уменьшения числа Kn проскальзывание уменьшается, и при $Kn \ll 1$, напр. на ниж. поверхности, скорость скольжения $u_s=-{}^1/_2v/(1+A\,Kn)-(-{}^1/_2v)\approx {}^1/_2\,A\lambda v/L$, т. е. и в континуальном режиме имеет место проскальзывание, пропорциональное длине пробега и градиенту скорости у стенки. Т. к. число Kn обратно пропорционально давлению p, то напряжение трения пропорционально давлению при малых значениях давления ($Kn \gg 1$) и не зависит от давления в континуальной области, где оно пропорционально коэф. вязкости μ и градиенту скорости. Если пластины имеют разную темп-ру, то аналогичная картина получается для потока тепла, а на стенках имеет место скачок темп-ры ΔT_w,

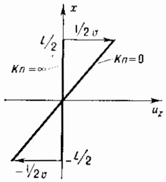


Рис. 3. Распределение скоростей в течении Куэтта при различных числах Кнудсена.

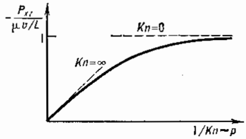


Рис. 4. Напряжение трения между пластинами в течении Куэтта.

т. е. разрыв между темп-рой газа у стенки T и темп-рой стенки T_w. Как и для скорости, скачок темп-ры имеет место и в континуальной области, где он пропорционален длине пробега и нормальному к стенке градиенту темп-ры. Принятые в классич. газодинамике условия прилипания $u_s=0$, $\Delta T_w=0$ являются приближёнными. В течении Куэтта напряжение трения или тепловой поток монотонно изменяются с изменением давления (или Kn) между пластинами. Однако часто в промежуточной области характеристики меняются немонотонно. Так, в практически важном течении по плоскому каналу или трубе под действием градиента давления безразмерный объёмный расход Q_p минимален при нек-ром числе Kn (парадокс Кнудсена: кривая 1 на рис. 5). В континуальной газодинамике с условиями прилипания на стенке течение в трубе может быть вызвано лишь градиентом давления. В промежуточной области течение может быть обусловлено также градиентом темп-ры вдоль трубы. Если канал или труба соединяет два сосуда с разными темп-рами, то из-за наличия градиента темп-ры вдоль трубы начнётся перетекание из холодного сосуда в горячий. Для того чтобы ликвидировать перетекание, обусловленное перепадом темп-ры ΔT, необходимо создать нек-рый перепад давления Δp между горячим и холодным сосудами. Величина этого перепада зависит от Kn (рис. 5); его необходимо учитывать, напр., при измерении темп-ры «горячего» газа «холодным» манометром. При нулевом расходе газ у стенки течёт в одну сторону, а в середине канала в другую.

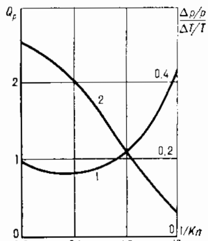


Рис. 5. Парадокс Кнудсена (1); зависимость перепада давления от числа Kn (2).

Тепловое скольжение, или т. н. крип, сохраняется и в континуальной области, где оно пропорционально длине пробега и градиенту темп-ры вдоль стенки, $u_\tau \sim \sim\lambda\frac{a}{T}\frac{\partial T}{\partial x}$ (a — скорость звука). В отличие от скоростного скольжения u_s и температурного скачка ΔT_w, к-рые приводят лишь к нек-рому отклонению от явлений, имеющих место при условии прилипания $u_s=\Delta T_w=0$, крипом обусловлен целый ряд явлений, напр. упомянутое выше движение газа в трубе (термомеханич. эффект), термофорез и др. Если тело с коэф. теплопроводности $\lambda_{т}$ поместить в газ с теплопроводностью $\lambda_{г}$, в к-ром имеется градиент темп-ры, то появится и градиент темп-ры вдоль поверхности тела, а следовательно, и скольжение газа от холодной части к горячей. Явления, вызванные этим движением газа, наз. термофоретическими. Т. к. это течение газа обусловлено телом, то

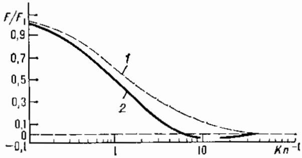


Рис. 6. Изменение термофоретической силы F в зависимости от числа $Kn=\lambda/d$: 1 — для $\lambda_{г}/\lambda_{т}=0{,}2$ и 2 — для $\lambda_{г}/\lambda_{т}=0{,}002$, где λ — длина пробега в окружающем частицу газе, d — диаметр частицы, F_1 — термофоретическая сила в свободномолекулярном пределе, $\lambda_{г}$, $\lambda_{т}$ — коэффициенты теплопроводности газа и тела.

на тело будет действовать реактивная термофоретич. сила F в противоположную сторону. Термофорез имеет место и в промежуточной области (рис. 6). При увеличении теплопроводности тела его темп-ра выравнивается и термофоретич. сила уменьшается. Если частица не закреплена, то она будет двигаться со скоростью термофореза, при к-рой её сопротивление равно термофоретич. силе. В результате термофореза происходит, напр., осаждение частиц в топках.

Выше предполагалось, что в течении имеется лишь одно характерное число Кнудсена, определяющее режим течения. Однако это не всегда так. При обтекании тел можно выделить несколько характерных длин пробега (напр., длину пробега набегающих молекул в поле молекул, отражённых от тела, длину пробега отражённых молекул на набегающих, длину пробега отражённых молекул на отражённых). При гиперзвуковых скоростях ($M\gg1$) в режиме, близком к свободномолекулярному, эти длины пробега могут существенно отличаться как друг от друга, так и от длины пробега в набегающем потоке λ_∞. Величина этих длин пробега зависит от законов взаимодействия молекул между собой и с телом, от темп-ры и формы тела. Вместо числа $Kn_\infty=\lambda_\infty/L$, где L — характерный размер тела, определяющим режим течения может оказаться число Kn, построенное по одной из указанных характерных длин. Так, напр., в условиях натурного космич. полёта характерное число Kn оказывается в M раз меньше Kn_∞, а в условиях аэродинамич. трубы — в M раз больше, т. е. в натурных условиях при увеличении числа Маха течение удаляется от свободномолекулярного, а в условиях аэродинамич. трубы стремится к нему. Поэтому при $M\gg1$ в условиях эксперимента в аэродинамич. трубе свободномолекулярные характеристики могут достигаться при $Kn\leqslant1$. Это связано с тем, что законы взаимодействия молекул между собой и с телом существенно зависят от темп-ры газа и стенки, так что для полного моделирования недостаточно выдержать натурные значения M и Re, но необходимо выдержать и натурные значения темп-ры набегающего потока и тела. В условиях гиперзвуковой аэродинамич. трубы, как правило, темп-ра набегающего потока ниже, чем в натурном полёте, а темп-ра тела близка темп-ре торможения T_0, в то время как в полёте большая часть тепла излучается и темп-ра тела оказывается много меньше T_0.

Разл. характер изменения аэродинамич. характеристик тел разной формы при $M\gg1$ в промежуточной области объясняется также характером столкновения разных групп молекул. При обтекании тупых тел молекулы набегающего потока рассеиваются на отражённых молекулах и сопротивление падает по сравнению со свободномолекулярным течением. При обтекании же тонких тел (пластина, параллельная потоку, тонкий конус и т. п.) в результате столкновений на тело попадают молекулы, к-рые без столкновений пролетели бы мимо тела, и это приводит к возрастанию сопротивления по сравнению со свободномолекулярным пределом.

Как уже отмечалось, при $Kn\ll1$ справедливы представления сплошной среды, т. е. классич. газовой динамики, и применимы *Навье — Стокса уравнения.* Однако наряду с основным, «внешним», характерным размером течения L (напр., размером обтекаемого тела) в течении могут иметь место «внутренние», или «собственные», характерные размеры L_i, напр. толщина пограничного слоя Прандтля $\delta\sim\sqrt{\lambda L}$ или толщина ударной волны $h\sim\lambda$. Если характерный размер области больше длины пробега молекул, то течение в ней может быть описано в рамках классич. газодинамики (напр., слой Прандтля). Однако чем ближе L_i к λ, тем менее точным становится такое описание.

Слой Кнудсена. Если стенка не находится в равновесии с газом, то в общем случае ф-ция распределения континуального приближения не удовлетворяет микроскопич. граничному условию на стенке. Поэтому между стенкой и континуальной областью должна существовать переходная область толщиной порядка длины пробега — с л о й К н у д с е н а, в к-рой континуальное описание неправомерно. Слой Кнудсена, как и *ударная*

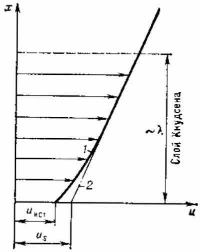


Рис. 7. Течение в слое Кнудсена; x — расстояние по нормали к стенке, u — тангенциальная скорость, u_s — скорость скольжения, $u_{ист}$ — истинная скорость газа у стенки, 1 — истинный профиль скоростей, 2 — профиль скоростей в решении уравнений Навье — Стокса с условием скольжения на стенке.

волна, должен рассматриваться в рамках кинетич. теории с помощью ур-ния Больцмана. В этом слое распределение газодинамич. параметров, напр. скоростей, имеет вид, показанный на рис. 7. Скорость скольжения u_s не равна истинной скорости газа у стенки. Решение ур-ния Больцмана в слое Кнудсена связывает справедливое вне слоя Кнудсена континуальное решение с физ. условиями взаимодействия молекул с поверхностью тела. При рассмотрении течений во внешней по отношению к кнудсеновскому слою газодинамич. области истинный ход изменения скоростей или темп-р внутри слоя Кнудсена несуществен. Важны лишь скорости скольжения u_s, $u_{т}$ и скачок темп-р ΔT_w, дающие макроскопич. граничное условие для газодинамич. области на стенке:

$$u=u_s+u_{т}=\lambda a\left(A\frac{\partial u}{\partial y}+B\frac{\partial T}{\partial x}\right),\quad \Delta T_w=\lambda C\frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial y},$$

где A, B, C — коэф., зависящие от параметров газа у стенки, сорта молекул и закона их взаимодействия со стенкой. Заметим, что сами представления о газе как о континууме не содержат к.- л. сведений о граничных условиях на твёрдых или жидких поверхностях (кроме условия непротекания) и они должны быть получены из дополнит. предположений или эксперимента. Хотя получаемое с этими граничными условиями решение ур-ний Навье — Стокса внутри кнудсеновского слоя (прямая 2 на рис. 7) отличается от истинного решения, потоки тепла и импульса (напряжения трения) к стенке определяются с точностью, соответствующей точности самих ур-ний газодинамики.

Важное значение имеет исследование слоя Кнудсена при установлении граничных условий для ур-ний газодинамики на поверхности, на к-рой происходит испарение или гетерогенная реакция. В этом случае слой Кнудсена связывает континуальные процессы диффузии или течения компонент, справедливые вне кнудсеновского слоя, с физ. процессами конденсации, испарения

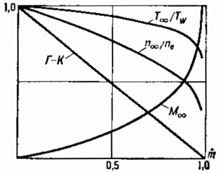


Рис. 8. Зависимость параметров пара от массы испаряющегося материала; T_∞, $n_\infty = \rho_\infty/m$ — температура и числовая плотность молекул пара над испаряющейся поверхностью (на границе слоя Кнудсена), n_e — числовая плотность насыщенного пара при температуре поверхности T_w, M_∞ — число Маха нормального к стенке потока на границе слоя Кнудсена, $\dot{m}$ — масса испарённого материала, отнесённая к массе, которую испарила бы стенка, если бы молекулы не возвращались на неё в результате столкновений в слое Кнудсена; $Г—К$ — величина n_∞/n_e, вычисленная по формуле Герца — Кнудсена.

и превращения молекул на поверхности. Анализ течения в кнудсеновском слое показывает, напр., что даже при предельно сильном испарении, когда на границе кнудсеновского слоя нормальная к поверхности скорость газа становится равной скорости звука, часть молекул возвращается на поверхность. Темп-ра испаряющегося газа может быть существенно меньше темп-ры испаряющей стенки, а результаты, следующие из рассмотрения слоя Кнудсена, существенно отличаются от предсказываемых приближённой ф-лой Герца — Кнудсена (рис. 8). При сильном испарении в свой газ касательная к поверхности скорость всегда равна нулю, а при конденсации произвольна и определяется внешним по отношению к кнудсеновскому слою течением. В течении Куэтта с переконденсацией газа с одной стенки на другую все изменения параметров газа происходят в тонких слоях Кнудсена, в то время как во всём остальном течении при произвольно большом расстоянии между пластинами все параметры газа постоянны.

Выше предполагалось, что при $Kn \ll 1$ справедливы ур-ния Навье — Стокса и что отступления от классич. газодинамики вызваны лишь изменениями граничных условий, обусловленными явлениями в слое Кнудсена. Однако имеется круг явлений, для к-рых даже при $Kn \ll 1$ ур-ния Навье — Стокса оказываются несправедливыми.

Из кинетич. теории газов следует, что в медленных течениях (т. е. если число $Re \lesssim 1$ и число $M \ll 1$, то $Kn = M/Re \ll 1$) при наличии большого перепада темп-р ($\Delta T/T$) имеют место напряжения в газе, обусловленные градиентами темп-ры, соизмеримые с классич. напряжениями, обусловленными градиентами скоростей. Вследствие этих напряжений даже около равномерно нагретых тел возникает движение газа (термострессовая конвекция). Это движение газа отличается от гравитационной естественной конвекции тем, что оно имеет место в отсутствие массовых сил, и от термофореза, к-рый возникает около тел с неравномерно нагретой поверхностью. Аналогичные явления обусловлены градиентами концентраций в смесях газов.

Истечение струй. Важным объектом исследований являются струи, истекающие в вакуум или область с низким давлением. Если истечение струи происходит из форкамеры с достаточно высоким давлением, то в струе течение может проходить все режимы от сплошной среды до свободномолекулярного. Вдоль струи темп-ра и плотность падают, а скорость увеличивается. В струях выражены релаксационные явления: по мере понижения плотности вдоль струи темп-ра (энергия) внутр. степеней свободы молекул начинает отставать от темп-ры (тепловой энергии) поступат. степеней свободы и затем стабилизируется (замораживается). Далее замораживаются скорость течения и «продольная» темп-ра (разброс в продольных скоростях молекул). В струях смесей газов разные газы ведут себя различно, что позволяет использовать струи разреженного газа для разделения газов и изотопов. При охлаждении газа в струе может происходить конденсация газа и образование *кластеров*, что широко используется в технологии. Т. к. условия образования кластеров для разных газов различны, то в струях смесей газов можно выделять кластеры разных газов, получать многослойные кластеры. Путём разгона молекул разл. газов в струе гелия получают почти «монохроматич.» пучки молекул без теплового разброса, т. е. условия, близкие к абс. нулю темп-ры. Это позволяет лазерными методами исследовать свойства молекул, не затушёванные процессами теплового движения и столкновения молекул.

Экспериментальные исследования. Для эксперим. исследования течений разреженного газа создаются *аэродинамические трубы* низкой плотности (вакуумные трубы), откачка газа в к-рых производится диффузионными, бустерными или криогенными вакуумными насосами. В соплах таких труб из-за низкой плотности возникает толстый пограничный слой, поэтому для получения невозмущённого пограничным слоем ядра потока требуются сопла больших размеров. Для исследования законов взаимодействия молекул между собой и с поверхностями используются молекулярные пучки (см. *Молекулярное течение*). Специфичны и методы диагностики потоков разреженного газа. Наряду с высокочувствительными весами, датчиками давления и потоков тепла (болометры) большое распространение получила диагностика потока электронными пучками, рентгеновскими лучами, лазерные методы, использующие флуоресценцию и рассеяние света молекулами.

Вакуумные трубы позволяют не только изучать явления в разреженных газах, но и исследовать детали мн. явлений в континуальной области. Разреженность газа, увеличение длины пробега молекул позволяют «растянуть» течение, как бы посмотреть на него в увеличит. стекло. Так, ударную волну или кнудсеновский слой, имеющие при нормальных условиях толщину порядка 10^{-5} см, можно растянуть до размеров, приемлемых для исследования их структуры. Струи, истекающие в вакуум, являются удобным инструментом для изучения релаксационных процессов, определения констант скоростей хим. реакций, времён релаксации и т. п. Законы движения разреженного газа в каналах лежат в основе явлений в тонких капиллярах пористых тел. Процессы, имеющие место при обтекании и испарении тел в разреженном газе, являются элементами дисперсных двухфазных течений. Явления в кнудсеновском слое определяют характер гетерогенных, в частности каталитич., реакций, испарения.

Лит.: Коган М. Н., Динамика разреженного газа, М., 1967; Шахов Е. М., Метод исследования движений разреженного газа, М., 1974; Баранцев Р. Г., Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями, М., 1975; Коган М. Н., Галкин В. С., Фридлендер О. Г., О напряжениях, возникающих в газах вследствие неоднородности температуры и концентраций. Новые типы свободной конвекции, «УФН», 1976, т. 119, с. 111; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979; Гудман Ф., Вахман Г., Динамика рассеяния газа поверхностью, пер. с англ., М., 1980; Белоцерковский О. М., Ерофеев А. И., Яницкий В. Е., О нестационарном методе прямого статистического моделирования течений разреженного газа, «Ж. вычисл. матем. и матем. физ.», 1980, т. 20, с. 1174; Берд Г., Молекулярная газовая динамика, пер. с англ., М., 1981.

М. Н. Коган.

ДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ВЯ́ЗКОСТЬ — см. *Вязкость*.

ДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ГОЛОГРА́ФИЯ — область *голографии*, в к-рой рассматриваются преобразования когерентных волн (пучков), происходящие в самом процессе их записи. В обычной (статич.) голографии процесс записи приводит к возникновению в регистрирующей среде скрытого изображения, не влияющего на записывающие пучки. Лишь после проявления среда приобретает свойства *голограммы*, изменяющей параметры проходящего через неё считывающего пучка. Это позволяет восстанавливать записанные изображения неподвижных стационарных объектов. В Д. г. в качестве регистрирующих сред используются вещества, в к-рых запись изображения [т. е. изменение показателя преломления n и (или) коэф. поглощения $\varkappa$ в соответствии с распределением интенсивности интерференционной картины] происходит непосредственно под воздействием записываемого пучка без проявления. Поэтому записывающие пучки испытывают изменения, вызванные создаваемой (записываемой) ими же голограммой (обратная связь). Процессы записи и считывания происходят одновременно и взаимосвязанно, что обусловливает преобразование первичных волн — осн. содержание Д. г.

Т. о., Д. г. основана на взаимодействии неск. когерентных волн, возникающем при их прохождении через нелинейную среду из-за обратной связи между записывающими волнами и записываемой ими голограммой. Время образования динамич. голограммы определяется быстротой отклика регистрирующей среды и интенсивностью записывающих пучков. Поэтому обратная связь является запаздывающей. Информация, содержащаяся в нек-рый момент времени в падающих пучках (в виде распределения интенсивности в интерференционной картине), определяет структуру голограммы, от к-рой зависят изменения волн в последующие моменты времени. Использование различных регистрирующих сред и схем записи позволяет реализовать разнообразные преобразования волн.

Характер преобразования зависит также от реверсивных свойств среды (способности возвращаться в исходное состояние). Времена спонтанной релаксации записываемого изображения $\tau_р$ в разл. средах изменяются в широких пределах — от практически безынерционной релаксации ($\tau_р$ порядка периода световой волны 10^{-15} с) до измеряемой годами. При достаточно больших $\tau_р$ возможна вынужденная релаксация — восстановление исходных оптич. параметров среды светом, нагревом и т. д.

Простейшая схема Д. г.— двухволновая: 2 когерентных пучка пересекаются в нелинейной среде, падая с одной или разных сторон под одинаковыми углами к её поверхности. Создаваемая ими интерференционная картина записывается в среде в виде периодич. структуры (решётки), на к-рой эти же пучки дифрагируют (с а м о д и ф р а к ц и я). Это приводит к изменениям параметров пучков, поэтому записываемая решётка также изменяется по глубине регистрирующей среды. Для Д. г. важны среды с изменяющимся под действием света показателем преломления n. Самодифракция 2 стационарных пучков в такой среде при совпадении экстремумов записываемой решётки (показателя преломления) и записывающего интерференционного поля не приводит к изменениям их амплитуд, т. е. к перераспределению интенсивностей пучков, но изменяет их разность фаз $\Delta\varphi$ (среда с локальным откликом). Если решётка сдвинута по фазе относительно интерференционного поля на угол, не кратный π, то изменяются амплитуды, т. е. интенсивности волн (среда с нелокальным откликом). При этом происходит «перекачка» энергии между волнами. Макс. перекачка соответствует рассогласованию решёток показателя преломления и интенсивности интерференционного поля на угол $\pi/2$ (сдвиговая четвертьволновая голограмма); при этом $\Delta\varphi=0$. Одноврем. преобразование амплитуд и фаз при самодифракции 2 волн в среде с локальным откликом возникает либо в нестационарном режиме, либо в случае тонкой решётки в результате появления высших порядков дифракции.

При использовании более чем 2 записывающих пучков с разл. направлениями распространения и волновыми фронтами динамич. голограмма представляет собой суперпозицию дифракц. решёток, приводящих к разл. перераспределениям интенсивностей и фаз взаимодействующих волн.

Д. г. нестационарных волн. Д. г. позволяет осуществить для нестационарных волн («в реальном времени») след. преобразования, известные в статич. голографии: сложение и вычитание общих деталей разл. объектов, «свёртку» изображений, их «оконтуривание», *обращение волнового фронта* и др. Ряд преобразований специфичен только для Д. г.: изменение параметров модуляции световых сигналов, сокращение длительности светового импульса, получение гистерезисных (бистабильных) зависимостей между интенсивностями выходящего и записывающих пучков и др.

Процессы, лежащие в основе Д. г., можно разделить на 2 типа. Один определяется нелинейной *поляризуемостью* атомов и молекул среды в поле световой волны, проявляющейся практически во всех материалах при достаточно высокой интенсивности светового поля. В этом случае прохождение неоднородного пучка через однородную среду определяется зависимостью n от амплитуды волны (см. *Нелинейная оптика*). Инерционность процесса, определяемая временем релаксации поляризации атомов и молекул среды, мала ($\tau_р \lesssim 10^{-12}$ с).

Второй тип процессов связан с поглощением света, к-рое приводит к образованию в среде разл. элементарных возбуждений (*квазичастиц*) — возбуждённых состояний атомов, электронов проводимости и дырок, *экситонов* (в неметаллич. кристаллах), *фононов* и т. п. Это означает изменение n и $\varkappa$. Вследствие миграции квазичастиц в среде происходит также изменение пространственного распределения n и $\varkappa$. Характер преобразования пучков в этом случае определяется свойствами квазичастиц, вид к-рых можно варьировать выбором частоты волн. Инерционность процессов записи и стирания определяется наименьшим из времён жизни квазичастиц и их диффузионно-дрейфовым перемещением на расстояния порядка периода интерференционной картины.

Если элементарные возбуждения, возникающие под действием света,— электроны и дырки, то неоднородное освещение вызывает их неравномерную в пространстве генерацию, а диффузия обусловливает перераспределение электрич. заряда в среде. Вследствие этого возникает электрич. поле $E(\boldsymbol{r})$, изменяющееся в пространстве ($\boldsymbol{r}$ — пространственная координата) в соответствии с распределением интенсивности света в интерференционной картине. В кристаллах без центра симметрии (см. *Симметрия кристаллов*) изменение n пропорц. полю E: $\Delta n \sim E$ (линейный электрооптич. эффект; см. *Электрооптика*). В этом случае положения максимумов плотности заряда, совпадающие обычно с положениями максимумов интенсивности интерференционной картины $I(\boldsymbol{r})$, сдвинуты по фазе относительно максимумов $\Delta n(\boldsymbol{r})$ на $\pi/2$ (нелокальность отклика среды).

При неоднородном освещении среды может возникнуть неоднородное поле упругих напряжений, вызывающее изменение n. Упругие напряжения могут быть обусловлены воздействием электрич. поля (см. *Пьезоэлектрики*) или — при высоких интенсивностях света — непосредственно деформацией среды под действием света (см. *Пьезооптический эффект*, *Фотоупругость*).

Неоднородное освещение среды может приводить также к неоднородной генерации фононов, т. е. к неоднородному нагреву, а вследствие этого из-за зависимости n от темп-ры к записи т. н. т е п л о в о й г о л о г р а м м ы. Возможна также запись, обусловленная появлением упругих напряжений среды при неоднородном нагреве. В *пироэлектриках* неравномерный нагрев вызывает возникновение неоднородного электрич. поля, к-рое приводит к записи голограммы.

Пространственно модулированная фотогенерация носителей заряда или экситонов также позволяет записать изображения, т. к. изменение показателя преломления, обусловленное электронами и дырками, пропорционально их концентрации.

Регистрирующие среды. Хотя любой материал может служить регистрирующей средой при достаточно высокой интенсивности записываемых световых пучков, интерес представляют вещества, обладающие высокой фоточувствительностью в задаваемом диапазоне частот, определённой реверсивностью (малоинерционной для преобразования быстропеременных волн или инерционной для преобразований с памятью), позволяющие управлять характером преобразований с помощью внеш. воздействий (электрич. и магн. полей, изменения темп-ры, давления и т. п.).

В Д. г. нашли применение кристаллич. *сегнетоэлектрики* с линейным эл.-оптич. эффектом (ниобат и танталат лития, силенит). Характерные времена релаксации в них 10^{-2}—10^{2} с. С помощью внеш. электрич. поля удаётся уменьшить τ_p и изменить характер преобразования пучков. В полупроводниках (кристаллах Si) запись определяется фотогенерацией электронно-дырочных пар (межзонные переходы, $\tau_p \sim 10^{-6}$ с). При высоких уровнях возбуждения достигаются $\tau_p \sim 5 \cdot 10^{-9}$ с. Динамич. голограммы записывались в полупроводниках (CdS, CdSe, CdTe, GaAs, IP, ZnO, SiC). Минимальное $\tau_p \sim 10^{-12}$ с достигнуто при внутризонных переходах.

Перспективны разл. газы и пары, напр. запись амплитудно-фазовых динамич. голограмм осуществлена в парах щелочных металлов в области полос резонансного поглощения.

Практическое применение. На основе динамич. голографич. преобразований создаются логич. элементы ЭВМ с быстродействием до 10^{-12} с, системы оперативной памяти (см. *Запоминающие голографические устройства*), управляемые транспаранты, оптич. реле, ответвители и др. устройства *оптоэлектроники* и *интегральной оптики*, т.н. голографич. лазеры (квантовые усилители и генераторы, использующие накачку на частоте генерации), различные системы оптических корреляторов, служащих для *голографического распознавания образов*, приборы для исследования быстропеременных процессов и т. д.

Лит.: Денисюк Ю. Н., Состояние и перспективы голографии с записью в трехмерных средах, «Вестн. АН СССР», 1978, в. 12, с. 50; его же, Голография и ее перспективы, «Ж. прикл. спектроскопии», 1980, т. 33, с. 397; Винецкий В. Л. и др., Динамическая самодифракция когерентных световых пучков, «УФН», 1979, т. 129, с. 113; Рубанов А. С., Некоторые вопросы динамической голографии, в кн.: Проблемы современной оптики и спектроскопии, Минск, 1980; Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Динамическая голография, К., 1983.

В. Л. Винецкий, М. С. Соскин.

ДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ Я́ДЕР — ориентация ядерных спинов в заданном направлении под действием эл.-магн. ВЧ-полей (см. *Ориентированные ядра*).

ДИНАМИ́ЧЕСКАЯ СИММЕТРИ́Я квантовой системы — симметрия полного пространства *векторов состояния* системы, образующих одно неприводимое представление нек-рой группы или алгебры Ли, операторы к-рой объединяют в одно семейство все состояния системы и включают в себя операторы переходов между разл. состояниями. Термин «Д. с.» появился в 1965 в [1]; эквивалентные др. назв.— алгебра, генерирующая спектр [2], группа неинвариантности [3].

Вырождение уровней энергии квантовой системы, находящейся в стационарном состоянии, связано с наличием у неё нек-рой симметрии (группы инвариантности), т. е. с наличием набора операторов, коммутирующих с гамильтонианом системы, к-рые обычно образуют конечномерную *Ли алгебру*. Помимо вырождений, связанных с явной симметрией гамильтониана (напр., относительно вращений в трёхмерном пространстве), существует скрытая симметрия, объясняющая т. н. случайное вырождение уровней энергии системы. Примером такой симметрии, объясняющей вырождение уровней с одинаковым главным квантовым числом и разл. орбитальными моментами в атоме водорода, является симметрия $O(4)$ в импульсном пространстве (фоковская симметрия; предложена В. А. Фоком в 1935). Аналогично «случайное» вырождение уровней трёхмерного изотропного гармонич. осциллятора связано с наличием у него симметрии относительно унитарной группы $U(3)$. Операторы алгебры соответствующих групп переводят одно выбранное состояние, принадлежащее заданному уровню энергии, во все остальные состояния, принадлежащие тому же уровню энергии; при этом ортогональные состояния, принадлежащие данному уровню, образуют базис неприводимого представления группы симметрии (группы инвариантности).

В отличие от группы инвариантности действие операторов динамич. группы (группы неинвариантности, или динамич. алгебры Ли) на одно выбранное стационарное состояние квантовой системы порождает все остальные стационарные состояния системы, связывая таким образом все стационарные состояния системы, в т. ч. принадлежащие различным уровням, в одно семейство — мультиплет. При этом группа симметрии (группа инвариантности) системы является подгруппой группы Д. с. Так, для атомов водорода группой Д. с. является конформная $O(4, 2)$ динамич. группа, одно неприводимое вырожденное представление к-рой содержит все его связанные состояния, а для трёхмерного квантового гармонич. осциллятора — группа $U(3,1)$. Среди генераторов группы Д. с. обязательно есть не коммутирующие с гамильтонианом, действие к-рых переводит волновые ф-ции состояний с одним уровнем энергии квантовой системы в волновые ф-ции состояний с др. энергиями (т. е. соответствует квантовым переходам между уровнями системы).

Нахождение динамич. группы симметрии физ. задачи, с одной стороны, эквивалентно решению *Шрёдингера уравнения* (или *Дирака уравнения*, *Клейна — Гордона уравнения*) для данной системы, с др. стороны — позволяет использовать хорошо развитый матем. аппарат теории представлений групп Ли и получать соотношения типа *рекуррентных соотношений* для матричных элементов операторов физ. величин, что важно при расчётах физ. эффектов по теории возмущений (напр., при расчёте *Штарка эффекта* для атома водорода).

Группа Д. с. квантовой системы определяется неоднозначно. Так, для атома водорода наряду с конформной группой $O(4,2)$ Д. с. может являться также группа де Ситтера $O(4,1)$, а для трёхмерного осциллятора — неоднородная симплектич. группа $ISp(6, R)$ [для N-мерного осциллятора — $ISp(2N, R)$]. Выбор той или иной группы Д. с. квантовой системы определяется удобством при расчётах.

В физике элементарных частиц интерес к Д. с. связан с попытками установить симметрию лагранжиана взаимодействия по известному из опыта спектру масс частиц.

Лит.: 1) Barut A. O., Dynamical symmetry group based on Dirac equation and its generalization to elementary particles, «Phys. Rev.», 1964, 2 ser., v. 135, № 3B, p. 839; 2) Dothan Y., Gell-Mann M., Ne'eman Y., Series of hadron energy levels as representations of non-compact groups, «Phys. Lett.», 1965, v. 17, p. 148; 3) Mukunda N., O'Raifeartaigh L., Sudarshan E., Characteristic noninvariance groups of dynamical systems, «Phys. Rev. Lett.», 1965, v. 15, p. 1041; 4) Малкин И. А., Манько В. И., Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М., 1979.

В. И. Манько.

ДИНАМИ́ЧЕСКАЯ СИСТЕ́МА — матем. объект, соответств. реальным системам (физ., хим., биол. и др.), эволюция к-рых однозначно определяется нач. состоянием. Д. с. определяется системой ур-ний (дифференц., разностных, интегр. и т. д.), допускающих существование на бесконечном интервале времени единств. решения для каждого нач. условия.

Состояние Д. с. описывают набором переменных, выбираемых из соображений естественности их интерпретации, простоты описания, симметрии и т. п. Множество состояний Д. с. образует *фазовое пространство*, каждому состоянию отвечает точка в нём, а эволюция изображается (фазовыми) траекториями. Чтобы определить близость состояний, в фазовом пространстве Д. с. вводят понятие расстояния. Совокупность состояний в фиксиров. момент времени характеризуется фазовым объёмом.

Качеств. особенности эволюции Д. с. проявляются в характере фазовых траекторий. Напр., состоянию равновесия отвечает вырожденная траектория — точка в фазовом пространстве, периодич. движению — замкнутая траектория. Траектория квазипериодич. движения с m несоизмеримыми частотами ω_i (т. е. такими, что не существует отличных от нуля целых чисел k_i, удовлетворяющих равенству $\sum_{i=1}^{m} k_i\omega_i=0$) сколь угодно близко проходит около любой точки m-мерного тора (всюду плотна на нём). Вообще, для стационарного режима (установившегося движения системы) характерны траектории, плотные в нек-ром подмножестве фазового пространства, а для переходного процесса — траектории, не возвращающиеся в окрестность своих начальных точек.

Виды динамических систем. По характеру ур-ний и методам исследования Д. с. делят на классы. Конечномерные и бесконечномерные (распределённые) Д. с.— системы с конечномерным и бесконечномерным фазовым пространством. В конечномерном случае консервативные и диссипативные Д. с.— системы с сохраняющимся и несохраняющимся фазовым объёмом. *Гамильтоновы системы* с ф-цией Гамильтона, не зависящей от времени, образуют подкласс консервативных систем. У диссипативных систем с неогранич. фазовым пространством часто существует ограниченная область в нём, куда попадает навсегда любая траектория. Д. с. с непрерывным временем (потоки) и Д. с. с дискретным временем (каскады); дискретность времени иногда отражает существо реального процесса (дискретность моментов прохождения импульса через усилитель в оптическом квантовом генераторе, сезонность в экологии, смена поколений в генетике и т. д.). Грубые и негрубые Д. с.; понятие грубости (структурной устойчивости) характеризует качественную неизменность типа движения Д. с. при малом изменении её параметров. Значения параметров, при к-рых система перестаёт быть грубой, наз. бифуркационными (см. *Бифуркация*). При размерности фазового пространства больше 2 могут существовать целые области в пространстве параметров, где Д. с. оказывается негрубой.

Установившемуся движению диссипативной системы отвечает аттрактор — множество траекторий, к к-рому притягиваются все близкие траектории. Статич., периодич. или квазипериодич. режимам отвечают простейшие аттракторы: состояние равновесия, периодич. траектория и тор соответственно. Сложному непериодич. режиму отвечает *странный аттрактор*. С физ. точки зрения, диссипативность системы означает, что все движения с достаточно большой энергией затухают.

Иногда (не совсем точно) диссипативной наз. систему, в к-рой уменьшается объём любой области фазового пространства при сдвиге по траекториям. (В бесконечномерном случае предполагается, что уменьшается объём любого k-мерного шара при достаточно большом k.) Для конечномерной Д. с., заданной системой дифференц. ур-ний $\dot{x}=X(x)$, диссипативность в этом смысле соответствует неравенству $\operatorname{div} X<0$.

Локальные свойства траекторий описывают при помощи понятий дифференц. геометрии. Примером может служить Д. с., задаваемая системой n (нелинейных) дифференц. ур-ний $\dot{x}=X(x)$; здесь $x=x_1, \ldots, x_n$ и X — n-мерные векторы, а точкой обозначено дифференцирование по времени. (Такая система, у к-рой ф-ции X не зависят от времени t, наз. автономной.) Поведение в окрестности состояния равновесия O: $x=x^*$ (где $X(x^*)=0$) прежде всего зависит от свойств линеаризованной вблизи O системы, а именно, корней $\lambda_1, \ldots, \lambda_n$ характеристич. ур-ния $\det[\partial X_i/\partial x_j - \lambda\delta_{ij}]_{x=x^*}=0$, где δ_{ij} — символ Кронекера. Пусть $\operatorname{Re}\lambda_j$ отрицательны для p и положительны для q корней, причём $p+q=n$. Если $p=n$ ($p=0$), точка O наз. устойчивым (неустойчивым) узлом: траектория с началом в малой окрестности точки O попадает в O при $t\longrightarrow+\infty$ ($t\longrightarrow-\infty$). Если $p\neq0\neq q$, точка O наз. седлом. Через неё проходят две поверхности: p-мерная W_0^s и q-мерная W_0^u, наз. устойчивой и неустойчивой сепаратрисами точки O; они образованы траекториями, стремящимися к O при $t\longrightarrow+\infty$ и $t\longrightarrow-\infty$ соответственно. Остальные траектории уходят из окрестности седла при $t\longrightarrow\pm\infty$ (рис. 1). Траектория, лежащая одновременно в W_0^s и W_0^u (и не совпадающая с O), наз. двоякоасимптотической к O или петлей сепаратрисы седла. При стационарном движении ей отвечает бегущая локализов. волна, в данном случае спадающая при $t\longrightarrow\pm\infty$ (таковы нек-рые *солитоны*). Если $\operatorname{Re}\lambda_i=0$ для некоторых λ_i, то устойчивость состояния равновесия определяется следующими членами разложения векторного поля X в ряд Тейлора вблизи O.

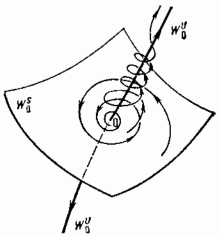


Рис. 1. Устойчивая W_0^s и неустойчивая W_0^u сепаратрисы седлового состояния равновесия O.

Тот же приём линеаризации применяют для изучения поведения траекторий в окрестности периодич. движения L: $x=\alpha(t)$, где $\alpha(t+\tau)=\alpha(t)$. Фундам. матрица решений линеаризованной вблизи $x=\alpha$ системы ур-ний имеет вид $c(t)\exp R(t)$, где $c(t)$ — периодич. ф-ция с периодом τ. Поведение траекторий характеризуют мультипликаторы [собств. значения $\gamma_1, \ldots, \gamma_n$ матрицы $\exp R(\tau)$]; один из них, скажем γ_n, равен 1. Если $|\gamma_i|<1$ ($|\gamma_i|>1$) для всех $i\leqslant n-1$, то периодич. движение устойчиво (неустойчиво). Если p мультипликаторов лежат внутри, а q — вне единичного круга в комплексной плоскости, $p+q=n-1$, то имеем периодич. движение седлового типа. В этом случае L лежит в пересечении двух поверхностей: $(p+1)$-мерной W_L^s и $(q+1)$-мерной W_L^u (устойчивой и неустойчивой сепаратрис).

Поверхность W_L^s (W_L^u) состоит из траекторий, стремящихся к L при $t\longrightarrow+\infty$ ($t\longrightarrow-\infty$). При $n=3$ и $p=q=1$ поверхность W_L^s (W_L^u) топологически эквивалентна листу Мёбиуса, если мультипликатор γ, но модулю меньший (больший) 1, отрицателен, или цилиндру, если γ положителен (рис. 2).

Поведение траекторий в окрестности L удобно изучать, рассмотрев их следы на $(n-1)$-мерной секущей поверхности D, без касания пересекающей L, и близкие к L траектории. Отображение точки m_0 из D в первую точку пересечения с D траектории, проходящей через m_0 (рис. 3), наз. отображением Пуанкаре (или отображением последования). В координатах $\xi=\xi_1, \ldots, \xi_{n-1}$ таких, что L пересекает D в нуле, отображение Пуанкаре имеет вид

$\bar{\xi} = A\xi + \ldots$, где $\bar{\xi}$ — образ точки ξ, многоточия обозначают нелинейные члены, а A — матрица, собств. числа к-рой совпадают с $\gamma_1, \ldots, \gamma_{n-1}$.

Существуют системы с глобальной секущей, у к-рых каждая траектория последовательно пересекает нек-рую поверхность бесконечное число раз. Отображение

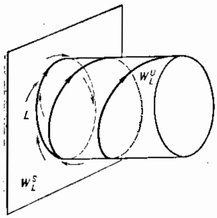


Рис. 2. Устойчивая W_L^s и неустойчивая W_L^u сепаратрисы седлового периодического движения L в случае положительных мультипликаторов.

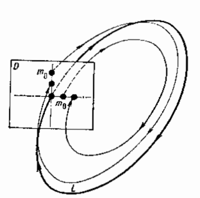


Рис. 3. Отображение Пуанкаре по траекториям, проходящим в окрестности седлового периодического движения.

Пуанкаре фактически определяет Д. с. с дискретным временем. К этому классу относятся все системы, описывающие действие периодич. возмущения на автономную систему, к-рые можно записать в виде $\dot{x} = X(x, \theta)$, $\dot{\theta} = \omega$, где X — периодическая по θ вектор-функция. Фазовое пространство этой системы цилиндрическое: точки (x, θ) и $(x, \theta + 2\pi)$ отождествляются. Глобальная секущая — гиперплоскость $\theta = 0$. В частности, ур-ния

$$\ddot{x} + \sin x = -\alpha\dot{x} - A_2 A_1^{-1} \sin(kx - \theta), \quad \dot{\theta} = \omega, \qquad (*)$$

описывающие движение электрона в поле двух волн, определяют Д. с. с глобальной секущей.

Устойчивые и неустойчивые сепаратрисы равновесия и (или) периодич. движений могут пересекаться. Траектории, принадлежащие пересечению устойчивых и неустойчивых сепаратрис разных периодич. движений, наз. **г е т е р о к л и н и ч е с к и м и**. Траектория, принадлежащая пересечению устойчивой и неустойчивой сепаратрис периодич. движения L (и отличная от L), наз. **г о м о к л и н и ч е с к о й**. Как правило, в её окрестности имеется бесконечное множество разнообразных траекторий, среди к-рых содержится счётное множество седловых периодич. движений. Наличие гомоклинич. траекторий может служить критерием существования сложных режимов в Д. с. (см. *Стохастические колебания, Странный аттрактор*), а также являться основой для объяснения ряда нелинейных эффектов. Так, напр., в системе (*) при наличии даже очень слабой второй волны ($A_2 \ll 1$) и отсутствие потерь ($\alpha = 0$) внеш. возмущение может сделать захваченные электроны пролётными и наоборот. Это объясняется след. образом. В отсутствие второй волны ($A_2 = 0$) траектории захваченных и пролётных электронов разделены сепаратрисой (рис. 4).

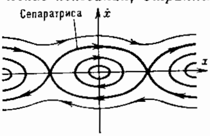


Рис. 4. Фазовая плоскость электрона в поле гармонической волны.

Плоскость $(x, \dot{x})$ может служить секущей плоскостью для траекторий системы (*) как при $A_2 = 0$, так и при $A_2 \neq 0$. Но при $A_2 = 0$ траектории отображения Пуанкаре [точки последовательного пересечения в пространстве $\{x, \dot{x}, \theta\}$ траекторий системы (*) с плоскостью $\theta = 0$] лежат строго на траекториях автономной системы, в частности, устойчивые и неустойчивые сепаратрисы периодич. движения $x = \dot{x} = 0$ совпадают, а при $A_2 \neq 0$ это не так. Сепаратрисы пересекаются, возникает гомоклинич. траектория, образуется «стохастический слой» (рис. 5), внутри к-рого большинство траекторий неустойчиво. Это приводит к тому, что электроны, имеющие сколь угодно близкие зна-

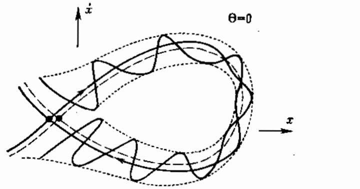


Рис. 5. Невозмущённая сепаратриса (штриховая линия) и гомоклиническая траектория в её окрестности на секущей $\theta = 0$. Пунктирной линией обозначены границы стохастического слоя.

чения координат и импульсов внутри стохастич. слоя, могут стать как пролётными, так и захваченными.

Критерии поведения траекторий. При исследовании конкретных систем важно знать типы состояний равновесия, периодич. движений, поведения сепаратрис. Существуют критерии, позволяющие определить их непосредственно по ф-лам, задающим правые части систем дифференц. ур-ний. Для систем с двумерным фазовым пространством методы исследования развиты настолько глубоко, что многие задачи удаётся решить до конца. Примером подобного критерия для систем на плоскости служит **к р и т е р и й Б е н д и к с о н а — Д ю л а к а**: если для системы $\dot{x}_1 = f_1(x_1, x_2)$, $\dot{x}_2 = f_2(x_1, x_2)$ существует гладкая ф-ция $B(x_1, x_2)$ такая, что выражение $\partial(Bf_1)/\partial x_1 + \partial(Bf_2)/\partial x_2$ знакопостоянно в односвязной (двусвязной) области, то в этой области отсутствуют замкнутые траектории (не может быть более одной замкнутой траектории).

Для $n \geqslant 3$ ситуация значительно сложнее. Однако и здесь существуют разл. критерии, в т. ч. и критерии возникновения сложной структуры траекторий. Напр., **к р и т е р и й М е л ь н и к о в а** существования гомоклинич. траектории заключается в следующем. Пусть периодическая по t система

$$\dot{x} = U(x, y) + \varepsilon u(x, y, t), \quad \dot{y} = V(x, y) + \varepsilon v(x, y, t)$$

при $\varepsilon = 0$ является гамильтоновой и имеет сепаратрису, идущую из седла O_1 в седло O_2, ур-ние к-рой $x = x_0(t - t_0)$, $y = y_0(t - t_0)$. Тогда, если ф-ция

$$\Delta_\varepsilon(t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \, \{u[x_0(t - t_0), \, y_0(t - t_0), \, t] \, V - vU\},$$

где в V, v, U подставлены те же аргументы, что и в u, имеет простые нули, то возмущённая система имеет (гетеро)гомоклинич. траекторию, принадлежащую пересечению устойчивой и неустойчивой сепаратрис сёдел O_1 и O_2 (седла $O_1 = O_2$). Напр., система (*) всегда (при $\alpha = 0$, $A_2 \neq 0$) имеет гомоклинич. траекторию и стохастич. слой.

К р и т е р и й Ш и л ь н и к о в а сформулируем лишь для систем с трёхмерным фазовым пространством. Пусть система $\dot{x}_i = X_i(x_1, x_2, x_3)$, $i = 1, 2, 3$, имеет состояние равновесия O: $x = x^*$, характеристич. ур-ние для к-рого имеет положит. корень $\lambda_3 > 0$ и два комплексно сопряжённых: $\lambda_1 = \lambda_2^*$, $\operatorname{Re}\lambda_{1,2} = \alpha < 0$ и $\lambda_3 + \alpha > 0$. Пусть также одна из траекторий одномерной неустойчивой сепаратрисы точки O лежит на двумерной устойчивой, образуя петлю сепаратрисы Г. При этом как для данной системы, так и для всех близких к ней в окрестности Г существует сложная структура траекторий, содержащая счётное множество седловых периодич. траекторий.

Все теоремы теории бифуркаций являются, в сущности, критериями существования той или иной структуры в фазовом пространстве. Для проверки разл. критериев можно использовать не только аналитич., но и численные методы. При этом, поскольку речь идёт о проверке условий теорем, а не о прямом моделировании, с помощью ЭВМ можно получать строгие результаты.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Биркгоф Д. Д., Динамические системы, пер. с англ., М., 1941; Немыцкий В. В., Степанов В. В., Качественная теория дифференциальных уравнений, 2 изд., М.— Л., 1949; Качественная теория динамических систем второго порядка, М., 1966; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Нитецки З., Введение в дифференциальную динамику, пер. с англ., М., 1975; Баутин Н. Н., Леонтович Е. А., Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, М., 1976.

В. С. Афраймович, М. И. Рабинович.

ДИНАМИ́ЧЕСКИЙ ВИНТ — совокупность действующих на твёрдое тело силы $\boldsymbol{F}$ и пары сил с моментом $\boldsymbol{M}$, лежащей в плоскости, перпендикулярной к силе $\boldsymbol{F}$ (векторы $\boldsymbol{F}$ и $\boldsymbol{M}$ параллельны). К Д. в. приводится в наиб. общем случае произвольная система действующих на твёрдое тело сил. Дальнейшее упрощение Д. в. невозможно, т. е. его нельзя заменить только одной силой (равнодействующей) или одной парой сил. Можно лишь, сложив силу $\boldsymbol{F}$ с одной из сил пары, привести Д. в. к двум скрещивающимся силам.

ДИ́НГЛА ТЕМПЕРАТУ́РА — феноменологич. параметр, имеющий размерность темп-ры и характеризующий размытие *Ландау уровней*. Д. т. определяет амплитуду *квантовых осцилляций* в магн. поле в металлах.

ДИО́ДЫ ТВЕРДОТЕ́ЛЬНЫЕ — широкий класс двухполюсных твердотельных приборов, объединяющим признаком к-рых является униполярность проводимости. Действие Д. т. основано на свойствах *p—n-переходов* или переходов металл—полупроводник (см. *Шоттки барьер*). По назначению выделяют неск. типов Д. т. Силовые выпрямители (вентили) НЧ-токов, макс. обратное напряжение $U_{\text{обр}}$ к-рых лимитируется электрич. пробоем обратно смещённого $p—n$-перехода (достигает 1000 В), макс. прямой ток $I_{\text{макс}}$ лимитируется необратимым (приводящим к разрушению прибора) тепловым пробоем ($I \sim 1000$ А). Высокочастотные (импульсные) диоды, используемые как детекторы, смесители, генераторы гармоник и т. п., время восстановления $\tau \sim 1—10$ нс. Для детектирования СВЧ-излучения применяют Д. т. с $\tau \sim 10—100$ пс. Стабилизаторы напряжения (опорные диоды), распределение и концентрация легирующих примесей в к-рых подбираются так, чтобы обеспечить требуемое $U_{\text{обр}}$. За счёт пробоя осуществляется стабилизация напряжения на диоде. Осн. параметры — стабилизируемое напряжение, макс. ток через диод, дифференц. сопротивление на участке стабилизации. Варакторы, действие к-рых основано на нелинейной зависимости *барьерной ёмкости* $p—n$-перехода от напряжения смещения. Используются в *параметрических усилителях*, смесителях частот и др. Фотодиоды служат для регистрации световых сигналов. Работа основана на разделении электрич. полем $p—n$-перехода электронно-дырочных пар, генерируемых световыми квантами в окрестности $p—n$-перехода. В результате разделения во внеш. цепи протекает ток либо на контактах возникает фотоэдс. Осн. параметры — чувствительность, уровень шумов, квантовая эффективность (отношение электронного потока к интенсивности потока световых квантов), быстродействие. Разновидность фотодиодов — *солнечные батареи*. Светодиоды применяются в системах оптич. связи, индикации и освещения. Действие основано на излучат. рекомбинации электронно-дырочных пар в прямозонных полупроводниках (типа GaAs; подробнее см. *Светоизлучающий диод*). Разновидностью светодиодов являются *инжекционные лазеры*.

При классификации Д. т. по физ. принципу выделяют *туннельные диоды*, в к-рых толщина *обеднённого слоя* столь мала (~ 100 Å), что энергетич. барьер между p- и n-областями оказывается «прозрачным» для туннелирования электронов из валентной зоны в зону проводимости и обратно. Они изготавливаются из высоколегиров. (вырожденных) полупроводников. Суперпозиция туннельного и обычного зонного механизмов проводимости обусловливает N-образную вольт-амперную характеристику (ВАХ) с участком *отрицательного дифференциального сопротивления*. Эта особенность ВАХ и определяет гл. область применения туннельных диодов — генерацию СВЧ-излучения небольшой мощности.

Для генерации СВЧ-излучения используют лавинно-пролётные диоды. В них в силу спец. профиля распределения легирующих примесей узкая область с высокой напряжённостью электрич. поля (область лавинного умножения носителей) соседствует с областью со слабым полем (дрейфовая область или область пролёта). При определённых фазовых соотношениях между напряжениями на этих областях возникает динамич. отрицат. сопротивление всей структуры на частотах порядка обратного времени пролёта носителей, что и приводит к усилению либо генерации колебаний.

Для усиления и генерации служат также *Ганна диоды*, в к-рых $p—n$-переходы отсутствуют, а усиление и генерация СВЧ-излучения происходят за счёт объёмного отрицат. сопротивления, возникающего в силу особенностей междолинного распределения электронов, напр. в GaAs (см. *Ганна эффект*).

По технол. признаку Д. т. классифицируют на: сплавные, изготавливаемые вплавлением таблетки металла в полупроводник (расплав обогащается примесью, обеспечивающей тип проводимости, противоположный типу исходного полупроводника, на границе расплава образуется $p—n$-переход); диффузионные, изготавливаемые высокотемпературной диффузией примесей, напылённых на поверхность кристалла, в его толщу (варьируя темп-ру и длительность диффузионного процесса, можно управлять глубиной «залегания» $p—n$-перехода); эпитаксиальные, в к-рых $p—n$-переход получается в процессе эпитаксиального роста полупроводниковой плёнки на монокристалле того же вещества, но с противоположным типом примеси; точечно-контактные, где $p—n$-переход или шоттки-барьер образуется у контакта, напр., вольфрамового острия с полупроводником. Для изготовления Д. т. используются также *ионная имплантация* и радиац. легирование.

В отд. случаях название отражает структурные признаки прибора. Напр., в $p — i — n$-диодах между высоколегированными p- и n-областями расположен слой полупроводника с проводимостью, близкой к собственной. Они применяются как высоковольтные выпрямители, в ВЧ-схемах, быстродействующие фотодетекторы и др. В диодах Шоттки слой, обеднённый осн. носителями в приповерхностной области полупроводника, возникает в силу разницы в работах выхода полупроводника и металла. Диоды Шоттки используют гл. обр. в ВЧ- и СВЧ-схемах.

Лит.: Пикус Г. Е., Основы теории полупроводниковых приборов, М., 1965; Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984.

В. Гергель.

ДИОПТРИ́Я (от греч. diá — через, сквозь и opténo — вижу) (дп, D)— единица оптич. силы линзы и др. осесимметричных оптич. систем, равная оптич. силе линзы или сферич. зеркала с фокусным расстоянием 1 м.

ДИПО́ЛЬ МАГНИ́ТНЫЙ (от греч. di-, в сложных словах—дважды, двойной и pólos — полюс)—аналог *диполя электрического*, к-рый можно представлять себе как два точечных магн. заряда ($\pm q_m$), расположенных на расстоянии l друг от друга. Характеризуется дипольным моментом, равным по величине $p_m = m = q_m l$ и направленным от $-q_m$ к $+q_m$ ($\boldsymbol{p}_m = q_m\boldsymbol{l}$). В предельном случае $q_m \to \infty$, $l \to 0$, $p_m = \text{const}$ принято говорить о точечном или элементарном Д. м. Понятие Д. м. возникло в кон. 18 — нач. 19 вв., когда для объяснения природы магнетизма предполагалось существование магн. материи. Впоследствии оно сохранило своё значение как удобная модель, позволяющая правильно вычислять поля соленоидальных электрич. токов. Если объёмная плотность тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$ чисто соленоидальна ($\operatorname{div}\boldsymbol{j} = 0$), её можно выразить через вектор намагниченности $\boldsymbol{M}$, [$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}) = c \operatorname{rot} \boldsymbol{M}$], представляющий собой плотность магнитного момента $d\boldsymbol{m}/dV = \boldsymbol{M}$, так что магн. момент всей системы токов $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$ равен:

$$\boldsymbol{p}_m = \boldsymbol{m} = \int \boldsymbol{M}\, dV = (2c)^{-1} \int [\boldsymbol{r}\boldsymbol{j}]\, dV. \qquad (*)$$

Здесь использована *Гаусса система единиц*, интегрирование производится по всему объёму V, занятому токами. В частности, ток I, текущий по тонкому замкнутому контуру, лежащему в плоскости $\boldsymbol{n} = \text{const}$ ($\boldsymbol{n}$ — нормаль к поверхности S, натянутой на контур), имеет, согласно (*), магн. момент $\boldsymbol{m} = IS\boldsymbol{n}c^{-1}$. Предельный случай элементарного диполя соответствует значению $\boldsymbol{j} = -c\,[\boldsymbol{m}\nabla\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_д)]$, где $\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_д)$ — дельта-функция, $\boldsymbol{r}_д$ — радиус-вектор точки расположения диполя. На ток во внеш. постоянном магн. поле с вектором индукции $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})$ действуют сила и вращающий момент. Если магн. поле мало меняется на расстояниях порядка размеров токового распределения, сила равна $\boldsymbol{F} = \operatorname{rot}[\boldsymbol{B}\boldsymbol{m}] = \operatorname{grad}(\boldsymbol{m}\boldsymbol{B})$. Вращающий момент $\boldsymbol{N}$ равен $\boldsymbol{N} = [\boldsymbol{m}\boldsymbol{B}]$.

Т. о., в макроскопич. электродинамике фигурируют Д. м. двух видов: «зарядовый» Д. м., образуемый фиктивными магн. зарядами, распределёнными (в случае точечного источника) с плотностью $\rho_m = (\boldsymbol{m}_\rho\nabla\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_д))$, и «токовый» Д. м., образуемый соленоидальными электрич. токами, распределёнными (тоже в случае точечного источника) с плотностью $\boldsymbol{j} = -c[\boldsymbol{m}_j\nabla\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_д)]$. Поля, создаваемые равными Д. м. ($\boldsymbol{m}_\rho = \boldsymbol{m}_j$) вне области источников в вакууме (или в любой иной среде, магн. проницаемость к-рой $\mu = 1$), одинаковы, однако в средах с $\mu \neq 1$ совпадение достигается, если только принять, что $\boldsymbol{m}_\rho = \mu\boldsymbol{m}_j$, т. е. считать, что дипольный момент зарядового Д. м. зависит от проницаемости. В неоднородных и (или) анизотропных средах различие в структурах полей, вообще говоря, не устраняется.

Фактически все известные ныне Д. м. являются токовыми. Существование зарядовых Д. м., образованных *магнитными монополями*, остаётся проблематичным. Однако зарядовые Д. м. сохраняют определённое методич. значение, ибо их поля находятся в строгом соответствии с полями зарядовых электрич. диполей и получаются из них с помощью *двойственности перестановочной принципа*, т. е. замены $\boldsymbol{p}_e \to \boldsymbol{p}_m$, $\varepsilon \rightleftarrows \mu$, $\boldsymbol{E} \to \boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{H} \to -\boldsymbol{E}$. Это позволяет во мн. случаях (по не всегда!) установить свойства и поведение реальных токовых Д. м. без дополнит. вычислений (излучение Д. м. с изменяющимся во времени $\boldsymbol{p}_m$, движение в заданных полях, взаимодействие неск. Д. м. и т. п.).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 3, М., 1983. *М. А. Миллер.*

ДИПОЛЬ ТОРОИДНЫЙ — то же, что *анаполь*.

ДИПОЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — система, состоящая из двух одинаковых по величине, но разноимённых точечных зарядов ($\pm q$), расположенных на конечном расстоянии l друг от друга. Характеризуется дипольным моментом (ДМ), равным по величине $p = ql$ и направленным от $-q$ к $+q$ ($\boldsymbol{p} = q\boldsymbol{l}$). Элементарным или точечным Д. э. наз. предельная система с $l \to 0$, $|q| \to \infty$ при конечном p. Плотность электрич. заряда $\rho(\boldsymbol{r})$ в этом случае допускает представление $\rho = -(\boldsymbol{p}\nabla)\,\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_д)$, где $\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_д)$ — дельта-функция, $\boldsymbol{r}_д$ — радиус-вектор точки расположения Д. э. Поле элементарного Д. э. полностью определяется его ДМ, тогда как в поле реального Д. э. заметный вклад дают ещё и мультипольные моменты. В статич. случае ($\partial\rho/\partial t = 0$) поля *мультиполей* убывают с расстоянием тем быстрее, чем выше их порядок, поэтому на больших расстояниях ($r \gg l$) поле реального Д. э. не отличается от поля элементарного Д. э.

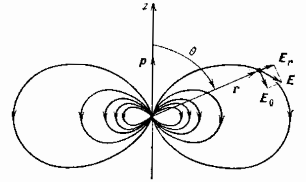
Статический Д. э. создаёт чисто потенц. (безвихревое) поле. В однородной изотропной среде с диэлектрич. проницаемостью ε напряжённость электрич. поля $\boldsymbol{E}$ точечного Д. э. выражается ф-лами (*Гаусса система единиц*)

$$\boldsymbol{E} = -\nabla\Phi, \quad \Phi = (\boldsymbol{p}\boldsymbol{r})/\varepsilon r^3, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор из точки Д. э. в точку наблюдения (точку поля). В сферич. координатах (r, θ, φ; угол θ отсчитывается от направления $\boldsymbol{p}$):

$$E_r = 2p\cos\theta/\varepsilon r^3; \quad E_\theta = p\sin\theta/\varepsilon r^3. \qquad (2)$$

Т. о., поле Д. э. убывает быстрее ($\sim r^{-3}$), чем поле точечного заряда ($\sim r^{-2}$). На рис. приведена картина силовых линий $\boldsymbol{E}$, даваемых соотношениями (1) и (2)



в сечении $\varphi = \text{const}$; линии неограниченно сгущаются в центре, ибо поле Д. э. сингулярно вблизи источника ($\sim r^{-3}$).

Энергия взаимодействия Д. э. с внеш. полем $\boldsymbol{E}_{вн}$ пропорциональна ДМ и в случае точечного Д. э. равна $W = -(\boldsymbol{p}\boldsymbol{E}_{вн})$. При конечных l это соотношение справедливо в приближении $l \ll L_E$, где L_E — характерный масштаб изменения $\boldsymbol{E}_{вн}$. На Д. э. в таком поле действуют сила $\boldsymbol{F} = -\nabla W = (\boldsymbol{p}\nabla)\boldsymbol{E}_{вн}$ и вращающий момент $\boldsymbol{N} = [\boldsymbol{p}\boldsymbol{E}_{вн}]$. Под их воздействием Д. э. стремится ориентироваться вдоль поля и перемещается в область более сильного поля.

Распределение заряда в огранич. области V описывается его плотностью $\rho(\boldsymbol{r}')$. Потенциал электростатич. поля, создаваемого такой системой неподвижных зарядов, на расстояниях $\boldsymbol{r}$, превышающих её характерные размеры, равен $\Phi = q/r + (\boldsymbol{p}\boldsymbol{r})/r^3 + \ldots$, где $q = \int \rho(\boldsymbol{r}')\, dV$ — полный заряд, $\boldsymbol{p} = \int \boldsymbol{r}'\rho(\boldsymbol{r}')\, dV$ — ДМ системы. Если такая система находится во внеш. поле с потенциалом $\Phi_{вн}(r)$, то при малом изменении $\Phi_{вн}$ на расстояниях порядка размеров системы её энергия равна $W \approx q\Phi_{вн}(0) - (\boldsymbol{p}\boldsymbol{E}_{вн}(0)) + \ldots$ при соответствующем выборе начала отсчёта.

Отсюда и из ф-лы (1) можно найти энергию взаимодействия W_{12} двух диполей с ДМ $\boldsymbol{p}_1$ и $\boldsymbol{p}_2$, расположенных в точках $\boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{r}_2$:

$$W_{12} = [(\boldsymbol{p}_1\boldsymbol{p}_2) - 3\,(\boldsymbol{n}\boldsymbol{p}_1)(\boldsymbol{n}\boldsymbol{p}_2)]\, r_{12}^{-3}; \quad \text{где } \boldsymbol{r}_{12} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2,$$
$$\boldsymbol{n} = \boldsymbol{r}_{12}/r_{12}.$$

Д. э. с переменным ДМ эквивалентен отрезку длины l с изменяющимся во времени током поляризации I: $I\boldsymbol{l} = d\boldsymbol{p}/dt$, поэтому он создаёт и электрич. и магн. поля (см. *Антенна*, *Дипольное излучение*). Поля излучения перем. мультиполей, хотя и имеют разную пространств. структуру, но убывают с расстоянием одинаково, поэтому излучение реального диполя, строго говоря, всегда отличается от идеального дипольного излучения.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 3, М., 1983. *В. В. Курин, М. А. Миллер.*

ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие между *диполями электрическими* или *диполями магнитными*. Каждый электрич. (магн.) диполь создаёт в окружающем пространстве электрич. (магн.) поле, воздействующее на др. диполи. Напряжённость поля электрич. диполя

$$\boldsymbol{E}_{\text{д}}(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r}) = [3\boldsymbol{r}(\boldsymbol{pr}) - \boldsymbol{p}r^2]/r^5, \qquad (1)$$

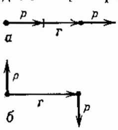
где $\boldsymbol{p}$ — дипольный момент ($\boldsymbol{p}_e$ — электрич., $\boldsymbol{p}_m$ — магн.); $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор из точки локализации диполя в точку наблюдения. Аналогичной ф-лой описывается напряжённость магн. поля $\boldsymbol{H}_{\text{д}}$, создаваемого магн. диполем (напр., магн. моментом парамагн. атома или иона): нужно только заменить в ф-ле (1) $\boldsymbol{E}_{\text{д}}$ на $\boldsymbol{H}_{\text{д}}$ и $\boldsymbol{p}_e$ на $\boldsymbol{p}_m$.

Энергия Д.-д.в. W_{ij} двух диполей с моментами $\boldsymbol{p}_i$ и $\boldsymbol{p}_j$, находящихся в точках $\boldsymbol{r}_i$ и $\boldsymbol{r}_j$:

$$W_{ij} = -\boldsymbol{p}_i\boldsymbol{E}_{\text{д}}(\boldsymbol{p}_j\boldsymbol{r}_{ij}) = [\boldsymbol{p}_i\boldsymbol{p}_j r_{ij}^2 - 3(\boldsymbol{r}_{ij}\boldsymbol{p}_i)(\boldsymbol{r}_{ij}\boldsymbol{p}_j)]/r_{ij}^5 = p_i p_j(\cos\theta_{ij} - 3\cos\theta_i\cos\theta_j)/r_{ij}^3, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{r}_{ij} = \boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j$, θ_{ij} — угол между векторами $\boldsymbol{p}_i$ и $\boldsymbol{p}_j$, θ_i и θ_j — углы между векторами $\boldsymbol{p}_i$ и $\boldsymbol{p}_j$ и вектором $\boldsymbol{r}_{ij}$, W_{ij} — энергия диполя $\boldsymbol{p}_i$ в поле диполя $\boldsymbol{p}_j$. Полная энергия Д.-д.в. для системы диполей является суммой энергий всех парных дипольных взаимодействий (Д.-д. в. — дальнодействующее).

Энергия Д.-д. в. зависит от взаимного расположения диполей [см. ф-лу (2)]. Напр., для пары диполей с одинаковыми дипольными моментами $\boldsymbol{p}$ при «горизонтальной» ориентации дипольных моментов (рис., *а*) эта энергия минимальна ($W = -2\,p^2/r^3$), когда дипольные моменты параллельны; при «вертикальной» ориентации дипольных моментов (рис., *б*) энергия Д.-д. в. минимальна ($W = -p^2/r^3$), когда дипольные моменты антипараллельны.



Д.-д. в. играет особенно важную роль при возникновении в твёрдых телах пек-рых видов *магнитной атомной структуры* и *магнитной доменной структуры*. Магн. Д.-д. в. относится к классу анизотропных взаимодействий и, наряду с *внутрикристаллическим полем* и анизотропным *обменным взаимодействием*, даёт вклад в *магнитную анизотропию* кристаллов.

Магн. Д.-д. в.— релятивистское по природе взаимодействие, но несмотря на относительно небольшую величину (по сравнению, напр., с обменным взаимодействием) может существ. образом влиять на низкотемпературные свойства кристаллов с парамагн. ионами, определяя темп-ру их магн. упорядочения и тип возникающей атомной магн. структуры. Существует целый класс соединений (т. н. дипольные магнетики), магн. упорядочение к-рых практически полностью обусловлено Д.-д. в. (напр., редкоземельные литиевые фториды и гидроокиси, редкоземельные ортоалюминаты и др.). Д.-д. в. ответственно за образование в ферро- и ферримагнетиках доменной структуры (см. *Домены*). С Д.-д. в. тесно связано поле *размагничивания*, т. е. магн. поле, создаваемое всеми магн. моментами внутри магнетика и усреднённое по малому (но макроскопич.) объёму, окружающему точку локализации рассматриваемого магн. момента. Энергию Д.-д. в. в связи с этим часто наз. энергией размагничивания. Аналогично проявляет себя взаимодействие электрич. дипольных моментов в *сегнетоэлектриках*.

Лит.: Браун У. Ф., Микромагнетизм, пер. с англ., М., 1979. *В. М. Матвеев.*

ДИПОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение, обусловленное изменением во времени *дипольного момента* системы. В случае эл.-магн. Д. и., о к-ром далее только и будет идти речь, различают электрич. и магн. Д. и. в зависимости от того, вызывается ли оно изменением электрич. $\boldsymbol{p}_e$ или магн. $\boldsymbol{p}_m$ дипольных моментов.

Классическая теория. Произвольное распределение неподвижных или движущихся зарядов можно описать с помощью плотностей заряда ρ и тока $\boldsymbol{j}$, удовлетворяющих ур-нию непрерывности: $\nabla\boldsymbol{j} + \partial\rho/\partial t = 0$. Поле, создаваемое такими источниками вне области их размещения, описывается как совокупность полей *мультиполей*: монополя (заряда), диполя, квадруполя и т. д. Однако такое описание продуктивно только тогда, когда размер l области, содержащей источники, мал по сравнению с длиной волны излучения $\lambda = 2\pi/k = 2\,\pi c/\omega$; $l \ll \lambda$. Это ограничивает скорости u движения зарядов нерелятивистскими значениями, $u \ll c$. Д.и. из таких областей можно представить как излучение сосредоточенного (точечного) дипольного момента — электрического, соответствующего источникам $\rho = -(\boldsymbol{p}_e\nabla\delta(\boldsymbol{r}))$, $\boldsymbol{j} = \dot{\boldsymbol{p}}_e\delta(\boldsymbol{r})$, и магнитного, соответствующего токам $\boldsymbol{j} = c[\nabla\delta(\boldsymbol{r})\boldsymbol{p}_m]$. Здесь $\delta(\boldsymbol{r})$ — дельта-функция Дирака, а точка — знак дифференцирования по времени. Поле излучения создаётся только соленоидальными частями этих распределений, потенц. части ответственны лишь за квазистатич. поля.

На больших расстояниях R от области источников, $R \gg \lambda \gg l$, т. е. в волновой зоне (см. *Антенна*), электрическое $\boldsymbol{E}$ и магнитное $\boldsymbol{H}$ поля в вакууме выражают след. ф-лами (*Гаусса система единиц*):

$$\begin{aligned} \boldsymbol{E}(R, \boldsymbol{n}, t) &= c^{-2}R^{-1}[\boldsymbol{n}[\boldsymbol{n}\ddot{\boldsymbol{p}}_e(t - R/c)]], \\ \boldsymbol{H}(R, \boldsymbol{n}, t) &= -c^{-2}R^{-1}[\boldsymbol{n}\ddot{\boldsymbol{p}}_e(t - R/c)]. \end{aligned} \qquad (*)$$

Здесь $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор вдоль $\boldsymbol{R}$, запаздывающий аргумент $t - R/c$ учитывает разницу между моментом возникновения волнового возмущения в точке источника и моментом прихода его в точку наблюдения. Поле магн. Д. и. получают отсюда при помощи *двойственности перестановочной принципа* ($\boldsymbol{E} \to \boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{H} \to -\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{p}_e \to \boldsymbol{p}_m$). Эл.-магн. поле (*) представляет собой сферически расходящуюся волну с векторами $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, перпендикулярными направлению её распространения, т. е. вдали от источников это квазиплоские волны типа *TEM*.

В случае гармонич. закона изменения дипольного момента, $p = p_0\cos\omega t$, с частотой ω ср. интенсивность излучения в единицу времени (ср. мощность излучения) равна $I = \omega^4 p_0^2/3c^3$, а её угл. распределение (диаграмма направленности) имеет вид: $I_\theta = (3/8\pi)\,I\sin^2\theta$, где I_θ — интенсивность, отнесённая к единице телесного угла, θ — угол между $\boldsymbol{n}$ и $\boldsymbol{p}_0$. Обычно (но не всегда!) магн. Д. и. меньше электрич. Д. и. и сопоставимо лишь с электрич. *квадрупольным излучением*. Если *диполь электрический* представить как элемент тока J длины l: $i\omega p_e = Jl$ (элементарный вибратор, или диполь Герца), а *диполь магнитный* — как рамку с током J и площадью S: $p_m = JS/c$ и считать токи одинаковыми, а размеры области источников соизмеримыми ($S \sim l^2$), то $p_m \sim p_e kl \ll p_e$. При движении гармонически колеблющегося диполя в пространстве частота его Д. и. зависит от направления излучения (см. *Доплера эффект*), а диаграмма направленности искажается, стягиваясь к направлению движения диполя (см. также *Синхротронное излучение*, *Ондуляторное излучение*).

Квантовая теория. Согласно квантовой теории, излучение происходит при *квантовом переходе* системы из одного состояния в другое. При этом излучается *фотон* с энергией $\hbar\omega = \mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2$, где $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ — энергии начального и конечного состояний, ω — частота фотона. Если размеры системы малы в сравнении с длиной волны фотона, то в отсутствие внеш. эл.- магн. поля вероятность перехода определяется в первом приближении соответствующим этому переходу элементом матрицы дипольного момента $\boldsymbol{d}_{12}$. Вероятность перехода w в секунду с излучением фотона равна $w = 4\omega^3|\boldsymbol{d}_{12}|^2/3c^3\hbar$. Такой самопроизвольный переход системы в состояние с более низкой энергией, сопровождающийся излучением фотона, относится к процессам *спонтанного* *испускания.* Для движущейся дипольной системы, обладающей конечной массой, возникает квантовый эффект отдачи, определяемый законами сохранения энергии и импульса в элементарном акте излучения одного фотона. На характер излучения движущегося диполя существенно влияет также наличие внеш. среды с показателем преломления $n(\omega)\neq 1$.

Поскольку каждый фотон обладает фиксиров. угловым моментом и чётностью, то, согласно закону сохранения момента и чётности, имеются определённые ограничения (*отбора правила*) на характеристики квантовых состояний, между к-рыми возможны переходы с Д. и. Квантовые переходы, сопровождаемые Д. и., наз. дипольными. Они играют осн. роль в испускании света молекулами. Если эти переходы запрещены правилами отбора, то, как и в классич. системе, приобретают значение др. переходы, для к-рых отличны от нуля, напр., к.-л. элементы матрицы квадрупольного или магн. дипольного момента.

Наряду со спонтанным Д. и. существует *вынужденное испускание* возбуждённой дипольной системы, напр. молекулы. Оно возникает под действием внеш. эл.-магн. поля резонансной частоты, совпадающей с одной из возможных частот спонтанного Д. и. данной молекулы. Вероятность вынужденного излучения пропорциональна интенсивности внеш. излучения. При попадании резонансного фотона в неравновесную среду возбуждённых молекул (т. н. *активную среду*) испускаются фотоны, в свою очередь играющие роль новых резонансных фотонов. В результате в протяжённой активной среде число испущенных фотонов лавинообразно растёт. На этом свойстве вынужденного излучения основано действие квантовых усилителей, а также квантовых генераторов эл.-магн. излучения — *мазеров* и *лазеров*. В отсутствие внеш. излучения его роль может сыграть спонтанное излучение отд. молекул среды. Соответствующий процесс вынужденного усиления спонтанного излучения наз. *сверхлюминесценцией*. В естеств. условиях он реализуется, например, в космических мазерах, его используют также в сверхлюминесцентных лазерах.

Вынужденное Д. и. осциллирующих электронов широко используют в электронике для усиления и генерации микроволнового излучения (см. *Гиротрон*, *Мазер на циклотронном резонансе*, *Лазеры на свободных электронах*, *Ондулятор*).

Спонтанное Д. и. приобретает качественно новые свойства в макроскопич. системе, состоящей из достаточно плотно упакованных дипольных излучателей (возбуждённых молекул), взаимодействующих посредством резонансного эл.-магн. поля. В такой системе могут самопроизвольно возникать взаимно сфазированные дипольные колебания изначально не колебавшихся молекул. В результате они начинают излучать когерентно, т. е. возникает к о л л е к т и в н о е с п о н т а н н о е Д. и. молекул, мощность к-рого существенно превышает мощность обычного спонтанного излучения такого же числа изолиров. молекул. При этом все молекулы переходят из возбуждённого состояния в состояние с более низкой энергией за время, значительно меньшее времени спонтанного перехода изолиров. молекулы. Такой коллективный нестационарный когерентный процесс получил название *сверхизлучения* Дикке, он принципиально отличается от процесса сверхлюминесценции.

Сверхизлучение используют для создания сверхизлучающих мазеров и лазеров, генерирующих ультракороткие импульсы с большой мощностью излучения в отсутствие резонатора. Сверхизлучающий и сверхлюминесцентный способы генерации излучения особенно важны для рентг. и УФ-диапазонов, в к-рых трудно осуществить многократное прохождение излучения через активную среду из-за малого времени жизни возбуждённых состояний частиц среды и отсутствия хороших резонаторов.

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Д а в ы д о в А. С., Квантовая механика, 2 изд., М., 1973; Ф а й н В. М., Х а н и н Я. И., Квантовая радиофизика, М., 1965; Релятивистская высокочастотная электроника, Г., 1979; А н д р е е в А. В., Е м е л ь я н о в В. И., И л ь и н с к и й Ю. А., Коллективное спонтанное излучение (сверхизлучение Дике), «УФН», 1980, т. 131, с. 653; Я р и в А., Квантовая электроника, пер. с англ., 2 изд., М., 1980.

В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, М. А. Миллер.

ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ — м у л ь т и п о л ь н ы й м о м е н т 1-го порядка (ранга), одна из интегр. характеристик источников (возбудителей) поля (эл.-магн., акустич. и т. п.). Напр., источниками пост. электрич. поля являются скалярные плотности электрич. зарядов; Д. м. огранич. системы зарядов, распределённых в пространстве с плотностью $\rho(\boldsymbol{r})$, наз. в е к т о р $\boldsymbol{p}_e$, определяемый интегралом:

$$\boldsymbol{p}_e=\int \rho(\boldsymbol{r})\,\boldsymbol{r}\,dV \tag{1}$$

(см. *Диполь электрический*).

Набор из n точечных зарядов Q_i, сосредоточенных в точках $\boldsymbol{r}_i$, характеризуется распределением

$$\rho(\boldsymbol{r})=\sum_{i=1}^{n} Q_i\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_i),$$

где $\delta(\boldsymbol{r})$ — дельта-функция Дирака; в этом случае интеграл (1) вырождается в ряд

$$\boldsymbol{p}_e=\sum_{i=1}^{n} Q_i\boldsymbol{r}_i. \tag{2}$$

Если суммарный заряд (м о н о п о л ь н ы й м о м е н т) равен нулю, $\int\rho(\boldsymbol{r})\,dV=0$, то Д. м. (1) или (2) инвариантен относительно выбора начала отсчёта (точки $\boldsymbol{r}=0$). Если суммарный заряд отличен от нуля, то Д. м. существенно зависит от системы отсчета, в нек-рой избранной системе Д. м. равен нулю.

Источниками пост. магн. поля служат векторные плотности электрич. токов; Д. м. (магн. моментом) произвольного распределения токов с плотностью $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$ наз. п с е в д о в е к т о р $\boldsymbol{p}_m$, определяемый интегралом:

$$\boldsymbol{p}_m=\frac{1}{2c}\int[\boldsymbol{r}\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})]\,dV. \tag{3}$$

Здесь используется *Гаусса система единиц* (см. *Диполь магнитный*). Независимость от выбора начала отсчёта соблюдается при условии $\int\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})\,dV=0$, т. е. для любых вихревых токов, когда $\operatorname{div}\boldsymbol{j}=0$.

Выражения (1) и (3) пригодны и для перем. полей, однако при этом возбуждаются не чисто электрич. или магн. поля, а эл.-магн. поле, способное, в частности, уносить энергию от источника; соответствующее излучение наз. дипольным (см. *Дипольное излучение*).

Аналогично вводится Д. м. для полей любой физ. природы. *М. А. Миллер.*

ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ МОЛЕКУЛЫ — характеризует электрич. свойства молекулы. Д. м. м. μ равен: $\boldsymbol{\mu}=\Sigma q_i\boldsymbol{r}_i$, где q_i — заряды составляющих молекулу частиц, $\boldsymbol{r}_i$ — их радиусы-векторы относительно произвольно выбранного начала координат (см. *Дипольный момент*). В этом случае заряды считают точечными, однако электронный заряд в молекулах распределён непрерывно, поэтому, строго говоря, суммирование нужно заменить интегрированием. Д. м. м. можно представить иначе: суммарный положит. заряд $(+Q)$ электронейтральной молекулы и её суммарный отрицат. заряд $(-Q)$ можно стянуть в нек-рые точки (их положение определяется аналогично нахождению положения центра масс твёрдого тела); если расстояние между $+Q$ и $-Q$ равно l (принятое направление отрезка l от $+Q$ к $-Q$), то $\boldsymbol{\mu}=Q\boldsymbol{l}$. Д. м. м. измеряется в *дебаях* и обычно имеет порядок 1 Д.

ДИРА́КА МА́ТРИЦЫ — 4×4 матрицы, действующие на спиновую переменную четырёхкомпонентного спинора (биспинора) Дирака (ψ). Д. м. входят в квантовое волновое ур-ние для релятивистской частицы со спином ½, а также в гамильтонианы взаимодействия полей, в случае если во взаимодействии участвуют частицы со спином ½ (напр., в гамильтониан слабого взаимодействия). Д. м. α_k ($k=1, 2, 3$) и β представляют собой эрмитовы матрицы, удовлетворяющие соотношениям

$$\alpha_k\alpha_l+\alpha_l\alpha_k=2\delta_{kl},\quad \alpha_k\beta+\beta\alpha_k=0,\quad \beta^2=1 \tag{1}$$

(δ_{kl} — *Кронекера символ*). При вычислении сечений процессов с участием частиц со спином ½ явный вид Д. м. не нужен, достаточно использовать соотношения (1). Однако при решении *Дирака уравнения* удобно пользоваться определ. представлением Д. м. Часто применяют представление, в к-ром матрица β диагональна (представление Дирака — Паули). В этом представлении матрицы α_k и β имеют вид

$$\alpha_k=\begin{pmatrix}0 & \sigma_k\\ \sigma_k & 0\end{pmatrix},\quad \beta=\begin{pmatrix}I & 0\\ 0 & -I\end{pmatrix}, \tag{2}$$

где σ_k — *Паули матрицы*, а I — единичная 2×2 матрица. Форма ур-ния Дирака, записанного в ковариантном виде, зависит от выбора метрики. В метрике Паули [$x=(\boldsymbol{x}, x_4=ix_0)$, $\boldsymbol{x}(x_1, x_2, x_3)$ — пространственная координата, x_0 — время; применяется система единиц, в к-рой $\hbar=c=1$] ур-ние Дирака для свободной частицы массы m имеет вид

$$\left(\gamma_\mu\frac{\partial}{\partial x_\mu}+m\right)\psi=0,\quad \mu=1,\ 2,\ 3,\ 4 \tag{3}$$

(здесь и далее по повторяющимся индексам — в данном случае по μ — производится суммирование), где

$$\gamma_k=i\alpha_k\beta=-i\beta\alpha_k,\ \ \gamma_4=\beta \tag{4}$$

— эрмитовы матрицы, удовлетворяющие перестановочным соотношениям

$$\gamma_\mu\gamma_\nu+\gamma_\nu\gamma_\mu=2\delta_{\mu\nu} \tag{5}$$

Важную роль в физике частиц играет матрица

$$\gamma_5=\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4, \tag{6}$$

удовлетворяющая соотношениям

$$\gamma_\mu\gamma_5+\gamma_5\gamma_\mu=0,\quad \gamma_5^2=1,\quad \gamma_5^+=\gamma_5 \tag{7}$$

($+$ означает эрмитово сопряжение). В представлении Дирака — Паули матрица γ_5 имеет вид

$$\gamma_5=\begin{pmatrix}0 & -I\\ -I & 0\end{pmatrix}. \tag{8}$$

Путём перемножения матриц γ можно построить следующие 16 независимых матриц Дирака:

$$1;\ \gamma_\mu;\ \sigma_{\mu\nu}=\frac{1}{2i}(\gamma_\mu\gamma_\nu-\gamma_\nu\gamma_\mu);\ \gamma_\mu\gamma_5;\ \gamma_5. \tag{9}$$

Любая 4×4 матрица может быть разложена по полной системе матриц (9). Между Д. м. имеет место ряд соотношений, часто используюшихся в приложениях, напр.:

$$\gamma_\mu\gamma_\rho\gamma_\nu=\delta_{\mu\rho}\gamma_\nu+\delta_{\mu\nu}\gamma_\rho+\delta_{\rho\nu}\gamma_\mu-\varepsilon_{\mu\nu\rho\tau}\gamma_\tau\gamma_5,\quad \sigma_{\mu\nu}=-\frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\tau}\sigma_{\rho\tau}\gamma_5. \tag{10}$$

Здесь $\varepsilon_{\mu\nu\rho\tau}$ — абсолютно антисимметричный (относительно перестановки любых двух индексов) тензор, $\varepsilon_{1234}=1$.

Если метрика выбрана так, что скалярное произведение четырёхмерных векторов A и B равно:

$$AB=A^0B^0-\boldsymbol{AB}=g_{\mu\nu}A^\mu B^\nu,\quad \mu,\ \nu=0,\ 1,\ 2,\ 3 \tag{11}$$

[т. е. $x=(x^0, \boldsymbol{x})$, x^0 — время, $\boldsymbol{x}(x^1, x^2, x^3)$], где $g_{00}=1$, $g_{ik}=-\delta_{ik}$, $g_{0i}=g_{i0}=0$, то ур-ние Дирака имеет вид

$$\left(i\gamma^\mu\frac{\partial}{\partial x_\mu}-m\right)\psi=0. \tag{12}$$

Матрицы γ^μ связаны с матрицами α и β соотношениями

$$\gamma^0=\beta,\ \gamma^k=\beta\alpha_k,\ \gamma^5=-i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \tag{13}$$

и удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$\gamma^\mu\gamma^\nu+\gamma^\nu\gamma^\mu=2g^{\mu\nu}. \tag{14}$$

Из (13) видно, что γ^0 — эрмитова матрица, γ^k — антиэрмитовы матрицы.

Лит.: Паули В., Общие принципы волновой механики, пер. с нем., М.—Л., 1947; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Бьёркен Д. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 1, М., 1978.

С. М. Биленький.

ДИРА́КА ПО́ЛЕ — физ. поле частиц со спином ½ (электронов, мюонов, кварков и др.). При *Лоренца преобразованиях* и поворотах в пространстве преобразуется как четырёхкомпонентный спинор (биспинор). В квантовой теории поля во *взаимодействия представлении* оператор Д. п. $\psi(x)$ удовлетворяет *Дирака уравнению* для свободной частицы. Лагранжиан свободного Д. п. имеет вид (в системе единиц $\hbar=c=1$):

$$L=\bar\psi\left(i\gamma^\mu\frac{\partial}{\partial x^\mu}-m\right)\psi, \tag{1}$$

где по повторяющемуся индексу $\mu=0, 1, 2, 3$ производится суммирование; m — масса спинорной частицы, γ^μ — *Дирака матрицы*, x^μ — четырёхмерные координаты, черта над $\bar\psi$ означает дираковское сопряжение: $\bar\psi=\psi^+\gamma^0$ (крестом помечено эрмитово сопряжение). Четырёхмерный вектор энергии-импульса (4-импульса)

$$P_\mu=i\int\bar\psi\gamma^0\frac{\partial}{\partial x^\mu}\psi\,d\boldsymbol{x} \tag{2}$$

является сохраняющейся величиной. Здесь P_0 — энергия, $\boldsymbol{P}$ — импульс Д. п. [интегрирование в (2) проводится по всему пространству].

Если ψ — неэрмитов оператор, то Д. п. описывает заряж. частицы, при этом оператор заряда даётся выражением

$$Q=e\int\bar\psi\gamma^0\psi\,d\boldsymbol{x}, \tag{3}$$

где e — заряд частицы. Сохранение заряда поля является следствием инвариантности относительно глобальных *калибровочных преобразований*.

Разложение оператора $\psi(x)$ по полной системе решений ур-ния Дирака с определ. импульсами имеет вид

$$\psi(x)=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\frac{1}{\sqrt{2p_0}}\left[a_\lambda(p)\,e^{-ipx}u_\lambda(p)+\tilde a_\lambda^+(p)\,e^{ipx}u_\lambda(-p)\right]d\boldsymbol{p}. \tag{4}$$

Здесь $a_\lambda(p)$ и $\tilde a_\lambda^+(p)$ — операторы уничтожения частицы и рождения античастицы с 4-импульсом $p=(\sqrt{m^2+\boldsymbol{p}^2},\ \boldsymbol{p})$ и *спиральностью* $\lambda=\pm½$, а спиноры $u_\lambda(p)$, $u_\lambda(-p)$ удовлетворяют ур-ниям

$$(\gamma^\mu p_\mu-m)\,u_\lambda(p)=0,\quad (\gamma^\mu p_\mu+m)\,u_\lambda(-p)=0,\quad (\gamma^\mu p_\mu=\gamma^0p^0-\gamma^\alpha p^\alpha,\ \alpha=1,\ 2,\ 3). \tag{5}$$

Д. п. квантуется так, чтобы для системы частиц выполнялся принцип Паули. В соответствии с этим принципом операторы рождения и уничтожения удовлетворяют перестановочным соотношениям антикоммутации

$$\begin{gathered}[a_\lambda(p),\ a^+_{\lambda'}(p')]_+=\delta_{\lambda\lambda'}\delta(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}'),\\ [\tilde a_\lambda(p),\ \tilde a^+_{\lambda'}(p')]_+=\delta_{\lambda\lambda'}\delta(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}'),\\ [a_\lambda(p),\ a_{\lambda'}(p')]_+=[\tilde a_\lambda(p),\ \tilde a_{\lambda'}(p')]_+=\\ =[a_\lambda(p),\ \tilde a_{\lambda'}(p')]_+=0.\end{gathered}\qquad(6)$$

Операторы 4-импульса P_μ и заряда Q Д. п. след. образом выражаются через операторы рождения и уничтожения:

$$\begin{gathered}P_\mu=\int\left[a^+_\lambda(p)\,a_\lambda(p)+\tilde a^+_\lambda(p)\,\tilde a_\lambda(p)\right]p_\mu\,d\boldsymbol{p},\\ Q=e\int\left[a^+_\lambda(p)\,a_\lambda(p)-\tilde a^+_\lambda(p)\,\tilde a_\lambda(p)\right]d\boldsymbol{p}\end{gathered}\qquad(7)$$

(операторы $a^+_\lambda(p)\,a_\lambda(p)$ и $\tilde a^+_\lambda(p)\,\tilde a_\lambda(p)$ являются соответственно операторами числа частиц и числа античастиц в состоянии с 4-импульсом p и спиральностью λ).

Полная система *векторов состояния* строится путём действия операторов a^+_λ и $\tilde a^+_\lambda$ на вакуумное состояние $|0\rangle$. Так, $a^+_\lambda(p)|0\rangle$ и $\tilde a^+_\lambda(p)|0\rangle$ представляют собой векторы одночастичного состояния соответственно частицы и античастицы с импульсом p и спиральностью λ, а вектор

$$a^+_{\lambda_1}(p_1)\,a^+_{\lambda_2}(p_2)\,\dots\,a^+_{\lambda_n}(p_n)\,|0\rangle\qquad(8)$$

описывает состояние n частиц с импульсами и спиральностями $p_1,\ \lambda_1;\ p_2,\ \lambda_2;\ \dots;\ p_n,\ \lambda_n$. В соответствии с *Ферми — Дирака статистикой* вектор (8) антисимметричен относительно перестановки любой пары переменных $p_i,\ \lambda_i\ (i=1,\ 2,\ \dots,\ n)$.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Бьёркен Д. Д., Дрелл С. Д., *Релятивистская квантовая теория*, пер. с англ., т. 2, М., 1978. *С. М. Биленький.*

ДИРА́КА УРАВНЕ́НИЕ — квантовое (волновое) ур-ние для релятивистской частицы со спином ½ (электрона, мюона, кварка и др. частиц). Получено (для электрона) в 1928 П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac) из след. требований: 1) ур-ние для волновой ф-ции частицы $\psi(\boldsymbol{x},\ t)$ ($\boldsymbol{x}$ — пространственные координаты, t — время) должно быть линейным для того, чтобы выполнялся принцип суперпозиции состояний; 2) в ур-ние должна входить первая производная $\psi(\boldsymbol{x},\ t)$ по времени с тем, чтобы задание ψ в нач. момент определяло волновую ф-цию в любой последующий момент времени; 3) ур-ние должно быть инвариантным относительно *Лоренца преобразований*, т. е. иметь один и тот же вид во всех инерциальных системах отсчёта; 4) величина $\psi^+(\boldsymbol{x},\ t)\times\psi(\boldsymbol{x},\ t)$ (где $^+$ — означает эрмитово сопряжение) должна иметь физ. смысл плотности вероятности нахождения частицы в точке $\boldsymbol{x}$ в момент времени t; 5) ур-ние для свободной частицы (массы m) должно быть построено так, чтобы состояние с импульсом $\boldsymbol{p}$ и энергией $\mathscr{E}$ было его решением только в случае, если выполняется релятивистское соотношение $\mathscr{E}^2=\boldsymbol{p}^2+m^2$ (используется система единиц $\hbar=c=1$).

Всем этим требованиям удовлетворяет система ур-ний для ф-ции $\psi(x)$, к-рая имеет четыре компоненты и записывается в виде столбца:

$$\psi(x)=\begin{pmatrix}\psi_1(x)\\ \psi_2(x)\\ \psi_3(x)\\ \psi_4(x)\end{pmatrix}$$

(x — точка пространства-времени). При преобразованиях Лоренца и пространственных поворотах они преобразуются как компоненты четырёхкомпонентного спинора *(биспинора)*.

Ковариантный вид Д. у. зависит от выбора *метрики пространства-времени*. Если метрика выбрана так, что $x^2=g_{\mu\nu}x^\mu x^\nu=(x^0)^2-\boldsymbol{x}^2$, где $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор ($x^0=t$), то ур-ние имеет вид

$$i\gamma^\mu\frac{\partial\psi(x)}{\partial x^\mu}-m\psi(x)=0,\qquad(1)$$

где γ^μ — *Дирака матрицы*, $\mu=0,\ 1,\ 2,\ 3$ (по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Сопряжённый биспинор $\bar\psi(x)=\psi^+(x)\,\gamma^0$ удовлетворяет ур-нию

$$i\frac{\partial\bar\psi(x)}{\partial x^\mu}\gamma^\mu+\bar\psi(x)\,m=0.\qquad(2)$$

Из (1) и (2) для четырёхмерного вектора тока $j^\mu=\bar\psi\gamma^\mu\psi$ вытекает ур-ние непрерывности:

$$\frac{\partial j^\mu}{\partial x^\mu}=0.\qquad(3)$$

Временна́я компонента вектора тока равна плотности вероятности нахождения частицы в точке $\boldsymbol{x}$ в момент времени x^0, а его пространственные компоненты являются компонентами трёхмерного вектора потока вероятности.

При данном импульсе $\boldsymbol{p}$ Д. у. имеет четыре линейно независимых решения: два решения с положит. энергией $\mathscr{E}=p_0\ (p_0=\sqrt{\boldsymbol{p}^2+m^2})$ и два решения с отрицат. энергией $\mathscr{E}=-p_0$. Они могут быть записаны (соответственно) в след. ковариантном виде

$$\psi_{\pm p}(x)=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\,u\,(\pm p)e^{\mp ipx},\qquad(4)$$

где спиноры $u(p)$, $u(-p)$ удовлетворяют ур-ниям

$$(\hat p\mp m)\,u\,(\pm p)=0,\qquad(5)$$

$(\hat p=\gamma^\mu p_\mu=\gamma^0p^0-\gamma^\alpha p^\alpha,\ \alpha=1,\ 2,\ 3)$.

Для сопряжённых спиноров имеем:

$$\bar u\,(\pm p)\,(\hat p\mp m)=0.\qquad(6)$$

Для каждой из пар спиноров в качестве независимых могут быть выбраны решения с определ. спиральностью (проекцией спина на направление импульса) $\lambda\ (\lambda=\pm½)$. В представлении Дирака — Паули (в к-ром γ^0 диагональна) эти решения имеют вид:

$$\begin{gathered}u_\lambda(p)=N\begin{pmatrix}v_\lambda\\ \dfrac{2\lambda\,|\boldsymbol{p}|}{p_0+m}v_\lambda\end{pmatrix};\quad \mathscr{E}=p_0,\ \lambda=\pm{}^1/_2,\\ u_\lambda(-p)=N\begin{pmatrix}\dfrac{-2\lambda\,|\boldsymbol{p}|}{p_0+m}v_\lambda\\ v_\lambda\end{pmatrix};\quad \mathscr{E}=-p_0,\ \lambda=\pm{}^1/_2.\end{gathered}\qquad(7)$$

Здесь v_λ — двухкомпонентный спинор, удовлетворяющий ур-нию

$$\frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma n}v_\lambda=\lambda v_\lambda,\qquad(8)$$

где $\boldsymbol{n}=\boldsymbol{p}/|\boldsymbol{p}|$, $\boldsymbol{\sigma}(\sigma_1,\ \sigma_2,\ \sigma_3)$ — *Паули матрицы*, а множитель N определяется нормировкой спинора $u(\pm p)$. Используются след. нормировки (для каждого значения λ):

$$\begin{aligned}&\text{а)}\ (u\,(\pm p))^+\,u\,(\pm p)=1,\quad N=\sqrt{(p_0+m)/2p_0},\\ &\text{б)}\ \bar u\,(\pm p)\,u\,(\pm p)=\pm1,\quad N=\sqrt{(p_0+m)/2m},\\ &\text{в)}\ \bar u\,(\pm p)\,\gamma^0u\,(\pm p)=2p_0,\quad N=\sqrt{p_0+m},\end{aligned}\qquad(9)$$

при этом $v^+v=1$.

Для $m=0$ решения свободного Д. у. являются собств. ф-циями матрицы $\gamma^5=-i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$:

$$\gamma^5u_\lambda(\pm p)=\mp2\lambda u_\lambda(\pm p).\qquad(10)$$

В матричные элементы процессов со слабым взаимодействием спиноры $u_\lambda(p)$, описывающие нейтрино, входят в виде $\frac{1}{2}(1+\gamma^5)\,u_\lambda(p)$. Если масса нейтрино равна нулю, то

$$\frac{1}{2}(1+\gamma^5)\,u_\lambda(p)=0 \text{ при } \lambda=\tfrac{1}{2},$$
$$\frac{1}{2}(1+\gamma^5)\,u_\lambda(p)=u_\lambda(p) \text{ при } \lambda=-\tfrac{1}{2},$$

т. е. спиральность нейтрино равна $-\frac{1}{2}$. Частице с отрицат. энергией соответствует антинейтрино (см. ниже), его спиральность равна $+\frac{1}{2}$.

В нерелятивистском случае $\beta=|\boldsymbol{p}|/p_0\ll 1$ (в системе СГС $\beta=v/c$, где v — скорость частицы), и спиноры $u_\lambda(\pm p)$ с точностью до линейных по β членов даются выражениями:

$$u_\lambda(p)=N\begin{pmatrix} v_\lambda \\ \beta\lambda v_\lambda\end{pmatrix},\quad u_\lambda(-p)=N\begin{pmatrix} -\beta\lambda v_\lambda \\ v_\lambda\end{pmatrix}. \qquad (11)$$

Отсюда следует, что для нерелятивистской частицы «нижние» («верхние») компоненты решений Д. у. с положительной (отрицательной) энергией много меньше «верхних» («нижних») компонент.

Приведём след. полезные соотношения:

$$\begin{gathered}\bar u(\pm p)\,\gamma^\mu u(\pm p)=\pm(p^\mu/m)\,\bar u(\pm p)\,u(\pm p),\\ u(\pm p)\,\gamma^5 u(\pm p)=0,\\ p_\mu\bar u(\pm p)\,\gamma^\mu\gamma^5 u(\pm p)=0.\end{gathered} \qquad (12)$$

Для вычисления сечения процессов с участием релятивистских частиц со спином $\frac{1}{2}$ необходимо знать суммы: $\sum_\lambda u_\lambda(p)\,\bar u_\lambda(p)$ и $\sum_\lambda u_\lambda(-p)\,\bar u_\lambda(-p)$. Если спиноры $u_\lambda(\pm p)$ нормированы условиями $\bar u_\lambda(\pm p)\;\gamma^0 u_\lambda(\pm p)=2\,p_0$, то

$$\sum\nolimits_\lambda u_\lambda(\pm p)\,\bar u_\lambda(\pm p)=\hat p\pm m. \qquad (13)$$

Решения Д. у. с отрицат. полной энергией — несомненная трудность квантовой механики релятивистской частицы. Для её устранения Дирак предположил, что состоянием с мин. энергией (вакуумным состоянием) является состояние, в к-ром все уровни с отрицат. энергией заполнены. Если из этого заполненного «моря» состояний с отрицат. энергией вырвать одно состояние (образовать т. н. дырку Дирака), то полученное при этом состояние будет иметь положит. энергию (см. *Дырок теория Дирака*). Масса частицы, описываемой этим состоянием, равна массе электрона, а её заряд противоположен заряду электрона. Такая частица — *античастица* по отношению к электрону — была открыта К. Андерсоном (C. Anderson) в 1932 и наз. *позитроном.*

Последоват. реализация идеи Дирака о существовании решений с отрицат. энергией требует по существу выхода за рамки одночастичного ур-ния для релятивистской частицы и осуществляется только в *квантовой теории поля.*

Как отмечалось, Д. у. инвариантно относительно преобразований Лоренца

$$(x')^\mu=a^\mu_\nu x^\nu,$$

где $a^\mu_\nu a^\nu_\sigma=\delta^\mu_\sigma$ (δ^μ_σ — символ Кронекера). Если записать преобразование спинора в виде

$$\psi'(x')=U\psi(x), \qquad (14)$$

где U — 4×4 матрица, то из условия инвариантности Д. у. следует, что

$$U^{-1}\gamma^\mu U=a^\mu_\nu\gamma^\nu. \qquad (15)$$

Сопряжённый спинор преобразуется след. образом:

$$\bar\psi'(x')=\bar\psi(x)\,U^{-1}. \qquad (16)$$

Для преобразований Лоренца

$$(x')^1=\frac{x^1+\beta x^0}{\sqrt{1-\beta^2}},\quad (x')^0=\frac{x^0+\beta x^1}{\sqrt{1-\beta^2}},\quad (x')^2=x^2,\quad (x')^3=x^3$$

матрица U имеет вид

$$U=\exp(\gamma^0\gamma^1\eta/2), \qquad (17)$$

где $\operatorname{th}\eta=\beta$ (β — скорость одной системы относительно другой). Для преобразования из системы покоя частицы в систему, где её импульс равен $\boldsymbol{p}$, а энергия p_0, имеем:

$$U=\sqrt{\frac{p_0+m}{2m}}\left(1+i\,\frac{\gamma^\alpha p^\alpha\gamma^0}{p_0+m}\right),\quad \alpha=1,\,2,\,3. \qquad (18)$$

При построении лагранжианов взаимодействия в квантовой теории поля широко используются трансформац. свойства величин $\bar\psi O^k\chi$, где ψ и χ — биспиноры Дирака (спинорные *Дирака поля*), а

$$O^k=1;\quad \gamma^\mu;\quad \sigma^{\mu\nu}=-\frac{1}{2i}(\gamma^\mu\gamma^\nu-\gamma^\nu\gamma^\mu);\quad \gamma^\mu\gamma^5;\quad \gamma^5$$

— полная система 16 матриц Дирака. Из (14)—(16) следует, что

$\bar\psi\chi$ — скаляр,
$\bar\psi\gamma^\mu\chi$ — четырёхмерный вектор,
$\bar\psi\sigma^{\mu\nu}\chi$ — тензор второго ранга,
$\bar\psi\gamma^\mu\gamma^5\chi$ — псевдовектор,
$\bar\psi\gamma^5\chi$ — псевдоскаляр.

Волновое ур-ние для релятивистской частицы со спином $\frac{1}{2}$ в эл.-магн. поле может быть получено из ур-ния для свободной частицы заменой

$$\frac{\partial\psi}{\partial x^\mu}\longrightarrow\left(\frac{\partial}{\partial x^\mu}+ieA_\mu\right)\psi, \qquad (19)$$

где e — электрич. заряд частицы, а $A_\mu=(\varphi,\,-\boldsymbol{A})$ — четырёхмерный потенциал эл.-магн. поля (φ — скалярный потенциал, $\boldsymbol{A}$ — векторный). Т. о., Д. у. для электрона (мюона) в эл.-магн. поле имеет вид:

$$i\gamma^\mu\left(\frac{\partial}{\partial x^\mu}+ieA_\mu\right)\psi-m\psi=0. \qquad (20)$$

Это ур-ние инвариантно относительно локальных *калибровочных преобразований*

$$\begin{gathered}\psi'(x)=e^{i\Lambda(x)}\psi(x),\\ A'_\mu(x)=A_\mu(x)-\frac{1}{e}\,\frac{\partial\Lambda(x)}{\partial x^\mu},\end{gathered} \qquad (21)$$

где $\Lambda(x)$ — произвольная вещественная ф-ция x. В нерелятивистском пределе в первом порядке по β для «верхнего» спинора $v_\lambda(x)$ из Д. у. (20) вытекает *Паули уравнение.* При этом для магн. момента электрона автоматически получается правильное значение $e\hbar/2mc$ (в СГС системе единиц). Если учитывать также члены второго порядка по β, то в ур-нии для $v_\lambda(x)$, вытекающем из Д. у. в центр. поле $V(r)$ (r — расстояние до центра), возникает потенциал *спин-орбитального взаимодействия:*

$$V_{\text{с.-о.}}=\frac{1}{2m^2}\,\frac{1}{r}\,\frac{dV(r)}{dr}\cdot\frac{1}{2}\,\boldsymbol{\sigma L}. \qquad (22)$$

Здесь $\boldsymbol{L}=[\boldsymbol{rp}]$ — оператор орбитального момента. Д. у. в кулоновском поле точечного ядра с зарядом Ze, $V=-Ze^2/r$ может быть решено точно. Для уровней энергии электрона в атоме возникает при этом выражение

$$\mathcal{E}_{nj}=m\left[1+\left(\frac{Z\alpha}{n-(j+{}^1/_2)+\sqrt{(j+{}^1/_2)^2-(Z\alpha)^2}}\right)^2\right]^{-1/2}. \qquad (23)$$

Квантовое число n принимает целые значения 1, 2, 3, . . ., а квантовое число полного момента j — полуцелые, такие что $j+{}^1/_2\leqslant n$ ($\alpha\approx{}^1/_{137}$ — постоянная тонкой структуры). Если $Z\alpha\ll 1$, то с точностью до членов $(Z\alpha)^4$ из (23) следует:

$$\mathcal{E}_{nj}\approx m\left\{1-\frac{1}{2}\,\frac{(Z\alpha)^2}{n^2}\left[1+\frac{(Z\alpha)^2}{n}\left(\frac{1}{j+{}^1/_2}-\frac{3}{4n}\right)\right]\right\}. \qquad (24)$$

Квантовое число n соответствует, т. о., главному квантовому числу нерелятивистской теории. Уровни энергии в релятивистском случае классифицируются, как и в нерелятивистской теории, путём задания n, j и квантового числа орбитального момента l. В табл. приведены первые четыре уровня:

Обозначение уровня	n	l	j	$\mathcal{E}_{nj}$
$1S_{1/2}$ . . .	1	0	$^1/_2$	$m\sqrt{1-(Z\alpha)^2}$
$2S_{1/2}$ . . .	2	0	$^1/_2$	$m\sqrt{\frac{1+\sqrt{1-(Z\alpha)^2}}{2}}$
$2P_{1/2}$ . . .	2	1	$^1/_2$	$m\sqrt{\frac{1+\sqrt{1-(Z\alpha)^2}}{2}}$
$2P_{3/2}$ . . .	2	1	$^3/_2$	$\frac{m}{2}\sqrt{4-(Z\alpha)^2}$

Разность уровней $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ (тонкое расщепление уровней) обусловлена спин-орбитальным взаимодействием (22). Уровни $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$, отличающиеся чётностью и обладающие одними и теми же значениями n и j, оказываются в теории Дирака вырожденными. Учёт эффектов *квантовой электродинамики* приводит к тому, что это вырождение снимается, при этом уровень $2S_{1/2}$ лежит выше уровня $2P_{1/2}$. Этот т. н. *лэмбовский сдвиг* уровней измерен на опыте и находится в блестящем согласии с предсказаниями квантовой электродинамики.

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Бьёркен Д. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978. *С. М. Биленький.*

ДИРАКА ФУНКЦИЯ — см. *Дельта-функция.*

ДИРИХЛЕ ЗАДАЧА — задача о нахождении решения *Лапласа уравнения* $\Delta u=0$ или *Пуассона уравнения* $\Delta v=-f$ в области G (внутренняя Д. з.) или вне её (внешняя Д. з.), принимающего на границе S области G заданные непрерывные значения u_0. Д. з. исследована К. Гауссом (С. Gauß) в 1840 и П. Г. Л. Дирихле (P. G. L. Dirichlet) в 1850. Для внешней Д. з. требуется, чтобы решение на ∞ стремилось к 0 в трёхмерном ($n=3$) и было ограниченным в двумерном ($n=2$) случаях. Д. з. ур-ния Пуассона связана с Д. з. ур-ния Лапласа подстановкой $v(x)=u(x)-V(x)$, где при $n=3$ $V(x)=(4\pi)^{-1}\int f(y)|x-y|^{-1}dy$ — объёмный, а при $n=2$ $V(x)=\int f(y)\ln|x-y|dy$ — логарифмический потенциалы (в обоих случаях удовлетворяется ур-ние $\Delta V=-f$), а граничное условие Д. з. меняется очевидным образом. Внешняя Д. з. сводится к внутренней преобразованием Кельвина: переходом к новым координатам $x\to x'=xR^2/|x|^2$ и новой ф-ции $u(x)\to u'(x')=u(R^2x'/|x'|^2)(R/|x'|)^{n-2}$. Координаты x и x' симметричны относительно сферы радиуса R с центром в нуле.

Решение Д. з. существует, единственно и непрерывно зависит от граничных условий для достаточно гладкой границы S [в частности, для S, задаваемой в окрестности каждой своей точки x_0 ур-нием $\varphi(x)=0$ с условием, что $\partial\varphi/\partial x\neq 0$, а $\varphi(x)$ непрерывна вместе со своими производными]. Для внутренней Д. з. ур-ния Пуассона решение даётся ф-лой:

$$v(x)=-\int_S u_0(y)\,(\partial G(x,\ y)/\partial n_y)\,dS_y+\int G(x,\ y)\,f(y)\,dy,$$

где n_y — внеш. нормаль к поверхности S в точке y, а $G(x,\ y)$ — *Грина функция* Д. з., являющаяся решением ур-ния $\Delta_x G(x,\ y)=-\delta(x-y)$, обращающимся в 0 на S. Ф-ция Грина Д. з. интерпретируется как потенциал эл.-статич. поля, создаваемого внутри заземлённой проводящей поверхности S зарядом $(4\pi)^{-1}$, находящимся в точке y. Для границ S, обладающих достаточно широкой симметрией, ф-ция Грина Д. з. строится методом отражений: как линейная комбинация потенциалов, создаваемых зарядами в точке y и точках, симметричных y относительно поверхности S. В двумерном случае полезен переход от координат $x=(x_1,\ x_2)$ к комплексной координате $z=x_1+ix_2$. Тогда ф-цию Грина строят при помощи *конформного отображения* области G на стандартную область, напр. круг.

Лит.: Соболев С. Л., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1966; Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 4 изд., М., 1973; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981. *В. П. Павлов.*

ДИСКЛИНАЦИИ (от греч. dys- — приставка, означающая разделение, разъединение и klínō — наклоняю) — протяжённые дефекты в средах, обладающих упорядочением нек-рого аксиального вектора l; вектора — директора — в *жидких кристаллах*, вектора *антиферромагнетизма* — в антиферромагнетиках и т. н. Д. возникают в результате нарушения симметрии векторного поля и участвуют в создании текстуры в средах. Простейшие Д. образуются в нематических жидких кристаллах и антиферромагнетиках с анизотропией типа плоскости лёгкого намагничения, когда вектор l расположен в плоскости и его ориентация определяется одним углом φ в этой плоскости относительно осей координат (фазой). В таких средах Д.— линейные дефекты, перпендикулярные выделенной плоскости. При обходе вокруг Д. фаза получает приращение $\delta\varphi=m\pi$, где $m=\pm1,\ \pm2,\ \ldots$, наз. силой Д. или индексом Франка. На рис. 1 изображены линии, параллельные l вблизи Д. с малыми индексами Франка. Д. в нематич. жидких кристаллах видны в поляризац. микроскопе. Если Д. выходят нормально к поверхности плоского препарата, в скрещённых николях они видны как тёмные пятна с отходящими от них 2 ($m=\pm1$) или 4 ($m=\pm2$) тёмными ветвями.

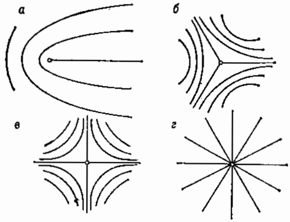


Рис. 1. Дисклинации в нематическом жидком кристалле: a — $m=1$; $б$ — $m=-1$; $в$ — $m=-2$; $г$ — $m=2$.

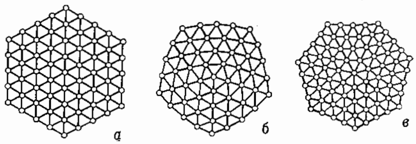


Рис. 2. Клиновые 60-градусные дисклинации в гексагональном кристалле: a — идеальная структура; $б$ — дисклинация с $m=1$; $в$ — дисклинация с $m=-1$; $n=6$.

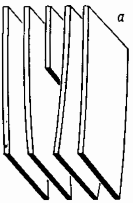
В твёрдых кристаллах Д. связывают с нарушением симметрии направлений вектора, соединяющего ближайшие эквивалентные атомы. Если атомная структура в нек-рой кристаллографич. плоскости обладает осью симметрии порядка n ($n=3,4,6$; см. *Симметрия кристаллов*), то при обходе вокруг т. н. клиновой Д.

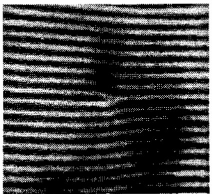
(рис. 2) фаза φ приобретает приращение $\delta\varphi=2m\pi/n$. Т. к. упругое поле прямолинейной Д. в кристалле имеет энергию, пропорц. площади сечения тела, то появление отдельной прямолинейной Д. в макроскопич. образцах мало вероятно, однако в кристаллах малых объёмов они могут возникать.

Лит.: Лихачёв В. А., Хайров Р. Ю., Введение в теорию дисклинаций, Л., 1975; Kléman M., The general theory of disclinations, в кн.: Dislocations in solids, ed. by F. R. N. Nabarro, v. 5, Amst., 1980. *А. М. Косевич.*

ДИСЛОКАЦИЯ в кристаллах (от ср.-век. лат. dislocatio — смещение, перемещение) — дефекты кристаллич. решётки, искажающие правильное расположение атомных (кристаллографич.) плоскостей (см. *Кристаллическая решётка*). Д. отличаются от др. *дефектов* в кристаллах тем, что значит. нарушение регулярного чередования атомов сосредоточено в малой окрестности нек-рой линии, пронизывающей кристалл.

Типы дислокаций. Простейшими видами Д. являются краевая и винтовая Д. В *идеальном кристалле* соседние атомные плоскости параллельны на всём своём протяжении; если одна из атомных плоскостей обрывается внутри кристалла (рис. 1, *а*), возникает краевая Д., край «лишней» полуплоскости является её осью.


а


б

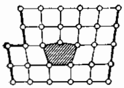
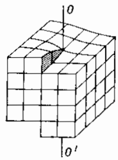

в

Рис. 1. Краевая дислокация: *а* — обрыв атомной плоскости; *б* — электронно-микроскопическое изображение дислокации в кристалле; *в* — схема расположения атомов в ядре Д.

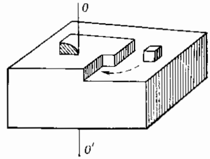
Применение *электронных микроскопов* с большой разрешающей способностью позволяет непосредственно наблюдать в нек-рых кристаллах специфичное для краевой Д. расположение атомных рядов (рис. 1, *б*). Область нерегулярного расположения атомов на линии Д., вытянутая вдоль её оси и имеющая поперечные размеры порядка неск. межатомных расстояний, наз. ядром Д. Нек-рое представление о характере нарушений регулярности кристаллич. решётки вблизи ядра Д. в металлах может быть получено при изучении изображений дефектной части кристалла, возникающих на экране ионного микропроектора. На рис. 1, *в* атомы ядра Д. условно расположены по контуру заштрихованного пятиугольника. Одновременно на рис. 1, *в* показано, что краевая Д. может быть получена в результате незавершённого сдвига верх. части кристалла на один период кристаллич. решётки вдоль плоскости, проходящей через ось Д. Направление сдвига, создающего краевую Д., перпендикулярно её оси.

Винтовую Д. можно представить себе как результат сдвига на период решётки одной части кристалла относительно другой вдоль нек-рой полуплоскости параллельно её краю, играющему роль оси Д. (рис. 2, *а*). Т. о., порождающий винтовую Д. сдвиг параллелен её оси. В случае винтовой Д. ни одна из атомных плоскостей не оканчивается внутри кристалла, но сами плоскости, являясь только приблизительно параллельными, смыкаются в одну винтовую поверхность. Если ось винтовой Д. выходит на внеш. поверхность кристалла, то на последней образуется характерная ступенька высотой в толщину одного атомного слоя. При кристаллизации атомы легко присоединяются к ступеньке на поверхности растущего кристалла (рис. 2, *б*), смещают край ступеньки, вызывая её закручивание вокруг оси Д. Ступенька последовательно поднимается с одного «кристаллич. этажа» на другой, что приводит к спиральному росту кристалла (рис. 2, *в*).

Между предельными типами краевой и винтовой Д. возможны любые промежуточные, в к-рых линия Д.



а



б

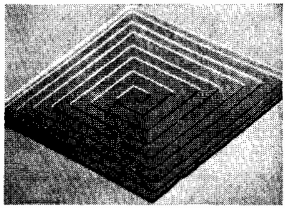

в

Рис. 2. Винтовая дислокация: *а* — схема расположения атомов (кубик) в кристалле с дисклокацией; *б* — поверхность кристалла с выходом винтовой дислокации; *в* — спираль роста в кристалле парафина, возникшая на выходе винтовой дислокации.

не обязательно прямая: она может представлять собой произвольную плоскую или пространственную кривую. Порождающий Д. сдвиг описывается постоянным вдоль линии Д. вектором Бюргерса $\boldsymbol{b}$, совпадающим с одним из трансляц. периодов кристаллич. решётки. Плоскость, проходящая через $\boldsymbol{b}$ и касающаяся линии Д. в рассматриваемой точке, наз. плоскостью скольжения данного элемента Д. Возможные системы плоскостей скольжения определяются структурой кристаллич. решётки. Огибающая плоскостей скольжения всех элементов Д. наз. её поверхностью скольжения (цилиндрич. поверхность, образующие к-рой параллельны $\boldsymbol{b}$, а направляющей служит линия Д.). Линии Д. не могут обрываться внутри кристалла и должны либо быть замкнутыми (петли Д.), либо выходить на поверхность кристалла, либо разветвляться на др. Д. В последнем случае образуется сетка Д., в каждом узле к-рой выполняется закон сохранения вектора Бюргерса: сумма векторов Бюргерса Д., входящих в узел, равна сумме векторов Бюргерса Д., выходящих из узла.

Кол-во Д. в кристалле характеризуется их плотностью, к-рая определяется как ср. число линий Д., пересекающих проведённую внутри тела единичную площадку. Плотность Д. колеблется от 10^2—10^3 см$^{-2}$ в наиб. совершенных монокристаллах до $10^{11}-10^{12}$ см$^{-2}$ в сильно искажённых (холоднообработанных) металлах.

Дислокации в теории упругости. Внутри ядра любой Д. смещение атомов из своих равновесных положений в идеальном кристалле — порядка величины межатомных расстояний и существенно зависит от типа и конкретных свойств кристалла. Если же окружить ядро Д. нек-рой трубкой, то вне этой трубки кристалл может считаться идеальным и подверженным только малой упругой деформации. Поэтому искажение кристалла вдали от оси Д. может быть проанализировано методами *упругости теории*, к-рые заменяют Д. геом. линией. Д. характеризуется величиной и направлением $\boldsymbol{b}$ и единичным вектором касательной $\boldsymbol{\tau}$ к её линии. Распределение пары векторов $\boldsymbol{b}, \boldsymbol{\tau}$ позволяет описывать любое распределение Д. в кристалле.

Д. порождают вокруг себя упругие деформации и напряжения, поэтому являются источниками упругих полей в кристалле (см. *Упругость*). Упругие деформации вокруг Д. по своему распределению в кристалле напоминают магн. поле пост. тока, контур к-рого совпадает с линией Д., а сила к-рого пропорц. b. Напр., у винтовой Д., направленной по оси z, поля тензора деформаций

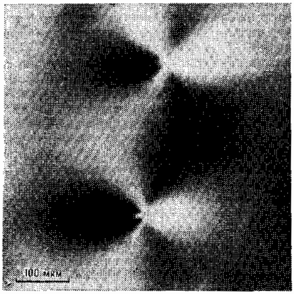


Рис. 3. Поля упругих напряжений вокруг краевых дислокаций в кристалле Si, выявленные по наблюдению фотоупругости; линии дислокации перпендикулярны плоскости рисунка.

ε_{ik} и тензора напряжений σ_{ik} имеют следующие отличные от нуля компоненты в цилиндрических координатах r, φ:

$$\varepsilon_{z\varphi}=b/4\pi r, \quad \sigma_{z\varphi}=Gb/2\pi r, \quad r^2=x^2+y^2.$$

Здесь G — модуль сдвига (см. *Модули упругости*).

Поле напряжений обусловливает собственную упругую энергию Д., пропорц. b^2 и по порядку величины равную 10^{-4} эрг на 1 см её длины. Поля напряжений вблизи отд. Д. в прозрачных кристаллах наблюдаются с помощью поляризов. света (рис. 3; см. *Поляризационно-оптический метод* исследования напряжений). Наличие упругих полей приводит к взаимодействию Д., похожему на взаимодействие контуров с пост. током. Это взаимодействие определяет равновесное распределение

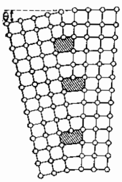


Рис. 4. Граница разориентированных блоков, образованная краевыми дислокациями.

Д. в дислокац. скоплениях. Форма скопления Д. в плоскости скольжения характеризует свойства незавершённой полосы сдвига. Устойчивое скопление прямолинейных краевых Д. в слое, перпендикулярном плоскости скольжения, наз. **дислокационной стенкой** и вызывает разориентацию кристаллич. блоков, т. е. моделирует границу блоков в кристалле (рис. 4).

Д. как источник упругого поля испытывает действие силы, обусловленной сдвиговыми напряжениями в кристалле и напоминающей силу действия магн. поля на проводник с током. Величина силы, приложенной к единице длины линии Д., равна $f=b\sigma$, где σ — соответствующая сдвиговая компонента тензора напряжений σ_{ik}. Напр., если краевая Д. параллельна оси z и её вектор $\boldsymbol{b}$ направлен по оси x, то $f_x=b\sigma_{xy}$. Равновесная форма Д. определяется условием равенства силы f и сил неупругого происхождения, аналогичных силам трения.

Дислокация и пластичность кристаллов. Под действием сдвиговых напряжений Д. могут перемещаться в кристалле, вызывая его пластич. деформацию (рис. 5). Если в движение вовлечено большое число Д., то скорость пластич. деформации $\dot{\varepsilon}^{\text{пл}}$ прямо пропорц. плотности ρ движущихся Д. и их ср. скорости v: $\dot{\varepsilon}^{\text{пл}}=b\rho v$, где b — величина вектора Бюргерса отдельной Д.

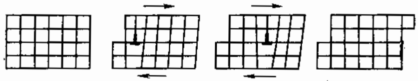


Рис. 5. Схема пластической деформации в результате скольжения дислокации.

Т. о., Д. — носители *пластичности* монокристалла. Многие проявления пластичности кристаллов связаны с разл. видами движения отд. Д. или целых их рядов и скоплений.

Расположение атомов в ядре краевой Д. приводит к выводу, что её перемещение на 1 атомный шаг вдоль плоскости скольжения связано с малыми относит. перемещениями атомов в ядре Д. Поэтому скольжение Д. должно происходить при сравнительно малых внеш. нагрузках. Напряжения, при к-рых начинается скольжение Д., определяют микроскопич. предел упругости σ_S монокристалла; при достижении такой сдвиговой нагрузки кристалл теряет упругость, в нём начинается пластич. деформация. Величина σ_S оказывается в 10^2—10^4 раз меньше модуля сдвига монокристалла G. При отсутствии Д. идеальный монокристалл не должен обладать пластичностью вплоть до напряжений 0,1 G. Т. о., обусловленная скольжением Д. малая величина σ_S является физ. причиной того, что сдвиговая прочность реальных кристаллов с Д. на неск. порядков ниже таковой для бездислокац. монокристаллов. Сдвиговую прочность, близкую к предельной, могут иметь лишь тончайшие *нитевидные кристаллы*, толщины к-рых измеряются мкм и к-рые часто образуются путём спирального роста вокруг одиночных винтовых Д.

Скольжение Д. не вызывает локального изменения объёма или плотности кристалла и поэтому наз. консервативным движением. Существует неконсервативное движение Д., или **переползание**, при к-ром краевая Д. смещается в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения. Переползание связано с неупругим изменением плотности кристалла вдоль линии Д. и происходит путём «наращивания» или «растворения» атомных рядов на краю «лишней» атомной полуплоскости, что, в свою очередь, сопровождается образованием или исчезновением *вакансий* и *межузельных атомов* (рис. 6). Если переползание вызвано постоянным сдвиговым напряжением, то связанный с этим перенос материала осуществляется за счёт диффузии атомов или вакансий из кристалла к линиям Д., и направление диффузионных потоков задаётся тензором напряжений. Т. к. коэф. диффузии резко уменьшаются с понижением темп-ры, то переползание Д. с заметной скоростью происходит только при достаточно

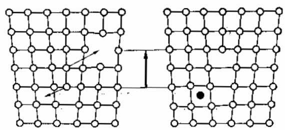


Рис. 6. Переползание краевой дислокации, сопровождающееся изменением числа точечных дефектов в кристалле.

высоких темп-рах. Согласованное переползание системы Д. обеспечивает механизм дислокационно-диффузионного течения кристаллов.

Развитие пластич. деформации, связанное с перемещением Д., существенно определяется скоростью их движения (подвижностью) и интенсивностью образования (зарождения) подвижных Д. Подвижность Д. в предельно чистых и совершенных кристаллах зависит от характера сил межатомных связей, от взаимодействия с *фононами* и *электронами проводимости* (в металлах). Подвижность Д. в неидеальных кристаллах уменьшается за счёт их взаимодействия друг с другом и с др. дефектами, к-рое приводит к торможению или застопорению движущихся Д. и вызывает упрочнение кристалла при деформировании. Но оно же приводит к возникновению новых Д., без чего невозможно обеспечить значит. пластич. деформацию. Если бы новые Д. не рождались в кристалле, то пластич. деформация прекратилась бы после выхода на поверхность тела всех подвижных Д. При повышении внеш. напряжений интенсивность размножения Д. увеличивается, и ср. расстояния между Д. сокращаются. Возникает дислокационная структура, к-рая либо полностью препятствует движению Д. (тогда дальнейший рост нагрузки приводит к разрушению кристалла путём зарождения и распространения микротрещин), либо придаёт движению Д. кооперативный характер, обеспечивающий очень большие пластич. деформации (кристалл может перейти в состояние с в е р х п л а с т и ч н о с т и).

Взаимодействие дислокаций с дефектами кристаллической решётки. Упругое взаимодействие Д. с точечными дефектами (примесными атомами и вакансиями) приводит к повышению концентрации последних вблизи оси Д. и образованию вокруг неё т. н. о б л а к о в К о т р е л л а. Сгущение атмосферы Котрелла в пересыщенных твёрдых растворах может привести к коагуляции примесей на Д. В прозрачных кристаллах это приводит к «декорированию» Д., что делает их визуально наблюдаемыми (рис. 7). Осевшие на Д. примеси блокируют её движение, как бы «пришпиливая» в нек-рых точках линию Д. В реальных условиях отрыв от примесей является осн. механизмом преодоления препятствий движению Д. (стопоров). При высоких темп-рах Д. преодолевает стопоры термоактивац. путём, при низких темп-рах возможны процессы квантового туннелирования.

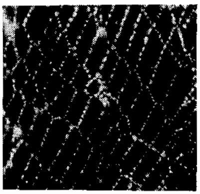


Рис. 7. Сетка дислокаций в кристалле KCl, декорированных Ag (размер ячейки порядка неск. мкм).

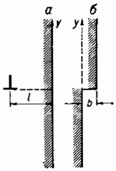


Рис. 8. Образование ступени роста при выходе дислокации на поверхность кристалла.

Взаимодействие с др. Д. может быть как упругим, так и контактным, когда при скольжении пересекается «лес» Д. разных ориентаций. Пересечение двух разных систем порождает изломы на линиях Д., не способные к скольжению при том же характере внеш. нагрузки и перемещающиеся путём переползания. В результате включается диффузионное взаимодействие Д. с точечными дефектами. В случае переползания большого числа участков Д. в кристалле может возникнуть неравновесная концентрация вакансий. Наоборот, при избытке вакансий в кристалле (в процессе отжига или при облучении) может происходить их коагуляция в плоские дискообразные полости, после «захлопывания» к-рых образуются кольцевые краевые Д.

Д. взаимодействует с *межзёренными границами* в *поликристаллах* и со свободной поверхностью монокристалла (рис. 8, *а*). При выходе Д. на внеш. поверхность на последней образуется ступенька роста (рис. 8, *б*). В распадающихся сплавах Д. взаимодействует с макроскопич. включениями новой фазы. Контактное взаимодействие с протяжёнными дефектами может фиксировать нек-рые участки Д., изменяя характер её движения: скользящая Д. «переползает» в др. параллельную плоскость скольжения, происходит поперечное скольжение в плоскости, наклонённой к исходной, возникают замкнутые петли Д., проявляющие себя как источники Д.

Дислокации и физические свойства кристаллов. Д. влияют в первую очередь на механич. свойства твёрдых тел (упругость, пластичность и прочность), для к-рых их присутствие часто является определяющим. Упругие поля Д. изменяют оптич. свойства кристаллов, на чём основан метод наблюдения изолированных Д. в прозрачных материалах (рис. 3). Т. к. упругие напряжения сравнительно легко вовлекают Д. в движение, то в случае интенсивных тепловых колебаний кристалла (см. *Колебания кристаллической решётки*) Д. периодически смещаются из своих равновесных положений и часть энергии колебаний идёт на их перемещение. Но т. к. движение Д. сопровождается определ. торможением, то Д. рассеивают колебат. энергию, давая ощутимый вклад во *внутреннее трение* в твёрдых телах.

Нарушение регулярности кристаллич. решётки в ядре Д. приводит к тому, что в местах выхода линий Д. на внеш. поверхность тела хим. стойкость кристалла ослабляется и спец. реагенты способны разрушать окрестность оси Д. В результате обработки поверхности кристалла таким травителем в местах выхода Д. образуются видимые ямки. Метод избират. травления является основным для непосредств. наблюдения отдельных Д. в массивных образцах непрозрачных материалов (рис. 9).

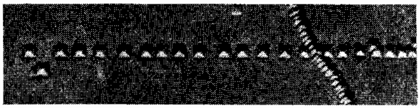


Рис. 9. Дислокации в кристалле KCl, выявленные методом травления; дислокационное скопление в полосе скольжения пересекает границу блоков (наклонный ряд ямок травления).

Возникновение системы «оборванных» атомных связей в ядре Д. выделяет линию Д. в отношении электрических, магн. и оптич. свойств, в частности Д. может нести или захватывать электрич. заряд и обладать намагниченностью, отличной от ср. намагниченности кристалла. Наличие Д. повышает электросопротивление проводников и изменяет концентрацию свободных носителей заряда в полупроводниках. Значит. роль играют Д. в магн. кристаллах, существенно определяя разл. релаксац. явления.

Д. косвенно влияют на свойства кристаллов, зависящие от характера распределения и перемещения в них точечных дефектов (примесей, вакансий, центров окраски и др.). Во-первых, при определ. характере движения Д. испускает или поглощает вакансии, изменяя их общее кол-во в кристалле. Динамич. образование заряж. вакансий в ионных кристаллах и полупроводниках может сопровождаться люминесценцией. Во-вторых, скорость диффузионного перемещения точечных дефектов вдоль оси Д., как правило, больше, чем скорость их диффузии через объём регулярного кристалла. Коэф. линейной диффузии вдоль Д. может на неск. порядков превышать коэф. объёмной диффузии (см. *Диффузия*). Поэтому Д. играют роль «дренажных трубок», но к-рым точечные дефекты довольно легко могут перемещаться на большие расстояния в кристалле.

Лит.: Ван Бюрен, Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962; Ландау Л. Д., Ахиезер А. И., Лифшиц Е. М., Курс общей физики. Механика и молекулярная физика, 2 изд., М., 1969, § 105; Фридель Ж., Дислокации, пер. с англ., М., 1967; Хирт Дж., Лоте И., Теория дислокаций, пер. с англ., М., 1972; Косевич А. М., Дислокации в теории упругости, К., 1978; Dislocations in solids, ed. by F. R. N. Nabarro, v. 1—5, Amst.— [a.o.], 1979—80.

А. И. Косевич.

ДИСПЕРГИ́РОВАНИЕ (от лат. dispergo — рассеиваю, рассыпаю) — тонкое измельчение твёрдых тел и жидкостей, приводящее к образованию дисперсных систем: порошков, суспензий, эмульсий. Д. жидкостей в газах (воздухе) обычно наз. распылением, в жидкостях — эмульгированием. Д. требует затраты работы и тем большей, чем выше требуемая степень измельчения и поверхностная энергия на границе измельчаемого тела с окружающей средой. Измельчение твёрдых тел в промышленности производят с помощью мельниц разл. конструкций, звуковых и ультразвуковых вибраторов, в лабораториях используют ступы. При Д. жидкостей применяют также турбулентное перемешивание, гомогенизаторы (аппараты для получения однородных эмульсий). Механич. Д. получают дисперсии с размером частиц до 10—1 мкм. Высокоэффективное измельчение возможно лишь в присутствии поверхностно-активных веществ, снижающих поверхностную энергию диспергируемых тел и работу Д. В случае очень сильного снижения поверхностной энергии может иметь место самопроизвольное Д. без затраты внеш. работы — под влиянием теплового движения.

Д. ультразвуковое осуществляется при воздействии УЗ на суспензии и при разрушении в УЗ-поле агрегатов твёрдых частиц, связанных между собой силами слипания, спекания или спайности. При ультразвуковом Д. суспензии дисперсность продукта увеличивается на неск. порядков по сравнению с Д. без применения УЗ. Кавитац. эрозии поверхности твёрдого тела в жидкости в процессе УЗ-очистки также сопровождаются Д.

Для протекания ультразвукового Д. необходима *кавитация*. Измельчение веществ происходит под действием ударных волн и кумулятивных струй, возникающих при захлопывании кавитац. полостей. Д. начинается при интенсивности I УЗ, превышающей некрое пороговое значение $I_п$. Величина $I_п$ составляет обычно неск. Вт/см^2 и зависит от кавитац. прочности жидкости, состояния поверхности твёрдой фазы, а также от природы и величины сил взаимодействия между отд. частицами твёрдой фазы. С ростом I скорость Д., т. е. кол-во измельчённого в единицу времени вещества, возрастает; она возрастает также с увеличением хрупкости и уменьшением твёрдости и спайности частиц диспергируемого материала. Наиб. успешно ультразвуковое Д. происходит при обработке аморфных и агрегиров. веществ типа почв и горных пород, при расщеплении текстурированных материалов типа целлюлозы, асбеста, при действии на растительные и животные клетки.

Д. значительно интенсифицируется, если наряду со знакопеременным звуковым давлением с амплитудой $p_{зв}$ на жидкость наложить пост. (статич.) давление p_0. В этих условиях существенно возрастают пиковые значения давления в ударной волне и кавитац. разрушение твёрдой фазы.

Ультразвуковое Д. позволяет получать высокодисперсные (с размером частиц $\sim$ мкм или доли мкм), однородные и химически чистые суспензии. Поэтому им пользуются в лаб. практике для получения суспензий, подготовки образцов к минералогич. анализу и т. п., в ряде технол. процессов в хим., пищевой, фармацевтич., текстильной, лакокрасочной промышленности и др. отраслях.

Лит.: Ходаков Г. С., Физика измельчения, М., 1972; Ультразвуковая технология, под ред. Б. А. Аграната, М., 1974.

О. К. Экнадиосянц.

ДИСПЕРГИ́РУЮЩАЯ СРЕДА́ — распределённая среда, параметры к-рой зависят от частот ω и волновых векторов $\boldsymbol{k}$ возбуждаемых в ней гармонич. полей. Понятие Д. с. чётко устанавливается только для линейных однородных сред, где гармонич. поля могут существовать самостоятельно (см. *Нормальные волны*). При описании Д. с. принято говорить о дисперсии того или иного конкретного параметра: проводимости, показателя преломления, модуля упругости и т. д. Различают дисперсию временну́ю (зависимость параметра от ω) и пространственную (зависимость от $\boldsymbol{k}$), однако в тех случаях, когда ω и $\boldsymbol{k}$ в гармонич. процессах связаны *дисперсионным уравнением*, такое разделение видов дисперсии является условным.

Осн. свойства Д. с., общие для эл.-динамич., акустич., квантовомеханич. и др. систем, могут быть пояснены на примере диэлектрич. среды, характеризуемой проницаемостью $\varepsilon(\omega, \boldsymbol{k})$ или связанной с ней восприимчивостью $\chi(\omega, \boldsymbol{k})=(\varepsilon-1)/4\pi$. В предположении о полном отсутствии дисперсии $\chi(\omega, k)=\chi_0$ связь поляризации $\boldsymbol{P}(t, \boldsymbol{r})$ (t — время, $\boldsymbol{r}$ — координаты точки наблюдения) с инициирующим её электрич. полем $\boldsymbol{E}(t, \boldsymbol{r})$ является мгновенной и локальной:

$$\boldsymbol{P}(t, \boldsymbol{r})=\chi_0\boldsymbol{E}(t, \boldsymbol{r}). \quad (1)$$

Однако в любой реальной среде значение $\boldsymbol{P}(t, \boldsymbol{r})$ зависит от поля $\boldsymbol{E}$ не только в тот же момент времени t, но и в предшествующие моменты $t'<t$ («память», инерционность среды) и определяется не только полем $\boldsymbol{E}$, приложенным в точке наблюдения $\boldsymbol{r}$, но и полями, распределёнными в нек-рой её окрестности (нелокальность взаимодействий). Математически инерционность и нелокальность материальных связей в линейной однородной Д. с. выражаются интегр. оператором вида

$$\boldsymbol{P}(t, \boldsymbol{r})=\int_{-\infty}^{t}dt'\int_{V_{ск}}d\boldsymbol{r}'\hat{\chi}(t-t', \boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')\boldsymbol{E}(t', \boldsymbol{r}'), \quad (2)$$

где $V_{ск}$ — объём светового конуса. Пределы интегрирования в ур-нии (2) выбраны в соответствии с релятивистским *причинности принципом*, согласно к-рому отклик $\boldsymbol{P}(t, \boldsymbol{r})$ не может быть обусловлен событиями, происшедшими вне светового конуса: $\boldsymbol{r}'\in V_{ск}$, т. е. $|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|\leqslant c(t-t')$, $t'\leqslant t$. Однако область, существенная для интегрирования в ур-нии (2), как правило, значительно у́же, т. к. любая Д. с. характеризуется конечными временами «памяти» $\tau_д$ и масштабами «дальнодействия» $\rho_д$, определяемыми микропроцессами и микроструктурой среды. Упрощённое представление о микропроцессах даёт классич. модель диэлектрика, составленного из невзаимодействующих осцилляторов с собств. частотами ω_0 и декрементами затухания d. Индуцируемая в такой Д. с. поляризация находится из ур-ния

$$\ddot{\boldsymbol{P}}+2d\dot{\boldsymbol{P}}+\omega_0^2\boldsymbol{P}=\omega_0^2\chi_0\boldsymbol{E}, \quad (3)$$

к-рое эквивалентно выражению (2) при значении

$$\hat{\chi}=\frac{i\omega_0^2\chi_0}{2\sqrt{\omega_0^2-d^2}}\exp\left[-d(t-t')\right]\sin\left[\sqrt{\omega_0^2-d^2}\,(t-t')\right]\times$$
$$\times\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'). \quad (4)$$

Здесь представлены два характерных временных масштаба $1/d$ и $1/\omega_0$ и соответственно два наиб. типичных механизма ограничения «памяти» Д. с. — релаксационный и интерференционный. В первом случае, при $t-t'>1/d$ ядро $\hat{\chi}$ в выражении (2) экспоненциально спадает, во втором — при $t-t'>1/\omega_0$ быстро осциллирует, и вклады в $\boldsymbol{P}(t, \boldsymbol{r})$ от удалённых во времени событий взаимно компенсируют друг друга. Наличие в (4) ф-ции Дирака $\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')$ свидетельствует об отсутствии в системе пространственной дисперсии. Из (2) видно, когда можно пренебречь дисперсией среды; если характерные масштабы поля $\rho_E \gg \rho_д$ и характерные времена изменения поля $\tau_E \gg \tau_д$, то $\boldsymbol{E}(t', \boldsymbol{r}')$ в области, существенной для интегрирования, может быть приближённо заменено на $\boldsymbol{E}(t, \boldsymbol{r})$ и вынесено из-под знака интеграла, в результате (2) переходит в (1).

В случае стационарного гармонич. воздействия $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_{\omega,\boldsymbol{k}}\exp(i\omega t - i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r})$ зависимость (2) сводится к алгебраич. соотношению между комплексными амплитудами

$$\boldsymbol{P}_{\omega,\,\boldsymbol{k}}=\chi(\omega,\ \boldsymbol{k})\,\boldsymbol{E}_{\omega,\,\boldsymbol{k}}, \tag{5}$$

где $\chi(\omega, \boldsymbol{k})$ — Фурье образ ядра $\hat{\chi}$ (в рассмотренном примере $\chi=\chi_0\omega_0^2/(\omega_0^2+2id\omega-\omega^2)$ может быть получен непосредственно из ур-ния (3). Принцип причинности, учтённый пределами интегрирования в (2), накладывает определ. ограничения на действительные и мнимые части восприимчивости, формулируемые в виде интегральных *Крамерса — Кронига соотношений*, к-рым подчиняются и мн. др. параметры Д. с. (см. также *Дисперсионные соотношения*).

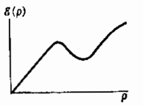
Нелинейные среды также являются диспергирующими в том смысле, что взаимодействия, формирующие в них материальные связи, обладают свойствами инерционности и нелокальности. Однако характерные времена «памяти» среды и масштабы «дальнодействия» становятся *функционалами* полей; поэтому независимое (раздельное) описание дисперсионных и нелинейных свойств среды не всегда представляется возможным.

Относительно эффектов, наблюдаемых в Д. с., см. *Дисперсия волн*, *Дисперсия звука*, *Дисперсия света*, *Дисперсия пространственная*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Силин В. П., Рухадзе А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961. *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

ДИСПЕ́РСИИ ЗАКО́Н — зависимость энергии $\mathscr{E}$ *квазичастицы* от её квазиимпульса $\boldsymbol{p}$. Д. з. определяет динамику квазичастиц. В общем случае $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ — многозначная комплексная ф-ция (векторной) переменной $\boldsymbol{p}$. Многозначность обусловлена зонным характером энергетич. спектра квазичастиц (см. *Зонная теория*). Действительная часть этой ф-ции определяет скорость квазичастиц $v=\partial\,\mathrm{Re}\,\mathscr{E}/\partial\boldsymbol{p}$ и тензор обратных *эффективных масс* $m_{ik}=\partial^2\,\mathrm{Re}\,\mathscr{E}/\partial p_i\,\partial p_k$, а мнимая часть — поглощение квазичастиц.

Д. з. может быть изображён как зависимость вещественной части энергии квазичастицы от величины квазиимпульса при фиксиров. направлении последнего. В качестве примера на рис. показан Д. з. элементарных



Закон дисперсии элементарных возбуждений в сверхтекучем жидком гелии.

возбуждений в сверхтекучем жидком гелии (He II). Начальный (линейный) участок изображённой кривой соответствует *фононам*, участок вблизи минимума — *ротонам*. Др. способом изображения Д. з. является построение изоэнергетич. поверхностей $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$=const в пространстве квазиимпульсов (p-пространство) и их разл. сечений.

В теории волновых процессов Д. з. описывает соотношение между частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$ волны (см. *Дисперсионное уравнение*). *Э. М. Эпштейн.*

ДИСПЕРСИО́ННАЯ ПОВЕ́РХНОСТЬ — поверхность равных частот в пространстве волновых векторов. Характеризует пространств. дисперсию фазовой скорости дифракц. рентг. волн в кристалле в зависимости от отклонения направления распространения первичного излучения от направления, соответствующего *Брэгга — Вульфа условию*. Понятие Д. п. широко используется в динамич. теории дифракции рентг. лучей в кристаллах. Конкретный вид Д. п. зависит от числа дифракц. волн, реального строения кристалла и др. факторов.

Понятие Д. п. естеств. образом возникает при решении волнового ур-ния, описывающего распространение рентг. лучей в кристаллах [см. ур-ние (5) в ст. *Дифракция рентгеновских лучей*]. Решения этого ур-ния в нулевом приближении (т. е. без учёта взаимодействия волн в кристалле) показывают, что волновые векторы всех волн равны между собой:

$$k_g^2=k_0^2, \tag{1}$$

где k_g и k_0 — абс. значения волновых векторов соответственно дифракционной и проходящей волн. Согласно (1), Д. п. состоит из бесконечного числа сфер

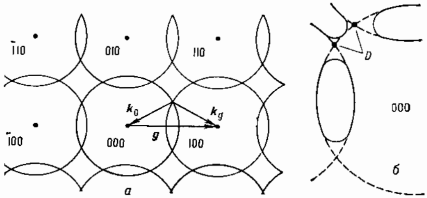


Рис. 1. *а* — Сечение дисперсионных поверхностей нулевого приближения плоскостью обратной решётки. В кинематическом приближении волновые векторы $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{k}_g$ выходят из точек пересечения (вырождения) дисперсионной поверхности узла $\boldsymbol{g}$ [на рис. это узел (100)] обратной решётки с дисперсионной поверхностью нулевого узла (000) обратной решётки; *б* — фрагмент сечения дисперсионной поверхности плоскостью рисунка согласно динамической теории. Пунктиром показаны участки сечения дисперсионной поверхности до снятия вырождения; D — точки вырождения.

радиуса k_0, проведённых вокруг каждого узла обратной решётки кристалла (рис. 1). Направления волновых векторов k_g при этом не определяются.

В первом, т. н. кинематическом, приближении, к-рое учитывает только одностороннее влияние проходящей волны на дифракционные, к (1) добавляется условие Брэгга — Вульфа:

$$\boldsymbol{k}_g=\boldsymbol{k}_0+\boldsymbol{g}, \tag{2}$$

($\boldsymbol{g}$ — вектор *обратной решётки*), к-рое однозначно задаёт направление распространения дифракц. волн. Согласно условиям (1) и (2), волновые векторы дифракционных волн должны начинаться в тех точках обратного пространства, к-рые одновременно принадлежат нулевой сфере и сфере g (рис. 1). Это возможно только при $k_{0g} \geq g/2$, когда соответствующая узлу g сфера пересекается с нулевой сферой. Тем самым условия (1) и (2) полностью определяют число и направления распространения возможных при данных условиях дифракц. волн (п о с т р о е н и е Э в а л ь д а). Для бесконечно большого кристалла Д. п. вырождается в окружности, являющиеся следами пересечения сфер, в каждой точке к-рых условия (1) и (2) выполняются точно.

Узлы обратной решётки конечного кристалла также имеют конечные размеры. Совокупность сфер, проведённых радиусом k_0 из каждой точки данного узла, образует оболочку конечной толщины. Пересечение оболочек представляет собой уже нек-рую трёхмерную область, внутри к-рой условие (1) выполняется п р и б л и ж ё н н о в конечном интервале углов (частот). Это означает, что дифракц. максимумы всегда имеют конечную угловую (частотную) ширину.

Динамич. теория дифракции последовательно учитывает взаимодействие между всеми волнами в кристалле. Учёт этого взаимодействия приводит к расщеплению Д. п. (с н я т и ю   в ы р о ж д е н и я) вдоль линий пересечения сфер (л и н и и   в ы р о ж д е н и я). В результате этого структура Д. п. становится существенно более сложной. В двухлучевом случае, напр., сечение Д. п. вблизи точки вырождения плоскостью рисунка имеет вид гипербол (рис. 2). Д. п. в непосредств. окрестности линии вырождения получается вращением

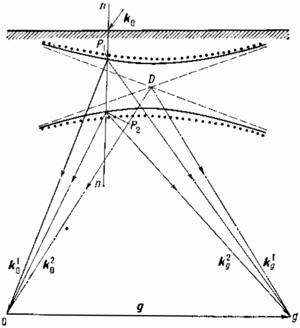


Рис. 2. Сечение дисперсионной поверхности плоскостью рисунка вблизи точки вырождения в симметричном двухлучевом лауэвском прохождении при нек-ром отклонении угла скольжения первичного луча с волновым вектором $\boldsymbol{k}_0$ от угла Брэгга, $\boldsymbol{n}$ — нормаль к поверхности кристалла; отражающая система атомных плоскостей перпендикулярна поверхности кристалла и плоскости рисунка; P_1 и P_2 — центры распространения на сечениях листов дисперсионной поверхности для p-поляризованного излучения; пунктирными линиями показаны дисперсионные поверхности для s-поляризованного излучения, штриховыми — поверхности в кинематическом приближении, штрихпунктирными — волновые векторы проходящей $\boldsymbol{k}_0$ и дифракционной $\boldsymbol{k}_g$ волн в кинематическом приближении согласно (1, 2). Положение центров распространения P_1 и P_2 на дисперсионной поверхности определяет величины и направления волновых векторов проходящих ($k_0^{1,2}$) и дифракционных ($k_g^{1,2}$) волн. При увеличении (уменьшении) угла скольжения P_1 и P_2 смещаются влево (вправо) по дисперсионной поверхности.

гипербол вокруг вектора $\boldsymbol{g}$. Миним. величина расщепления (расстояние между вершинами гипербол) прямо пропорциональна дифракц. фурье-компонентам *поляризуемости рентгеновской*.

Фазовые скорости s- и p-поляризованных по отношению к плоскости падения волн различны. Поэтому в общем случае неполяризов. излучения Д. п. состоит из четырёх листов — по два для каждой поляризации, а в кристалле распространяются восемь волн: но четыре в прямом и дифракционном направлениях. Интерференц. взаимодействие этих волн между собой обусловливает особенности динамич. дифракции. Вообще, если в кристалле одновременно распространяется n лучей, то Д. п. имеет $2n$ листов, и всего в кристалле возникает $2n^2$ волн.

Точки Д. п., из к-рых выходят волновые векторы, наз. ц е н т р а м и   р а с п р о с т р а н е н и я. Для однозначной фиксации на Д. п. положения центров распространения используются условия непрерывности тангенциальных компонент волновых векторов на границе кристалла. Если направление падения первичного луча на кристалл изменяется, то центры распространения перемещаются по Д. п. (рис. 2). При этом для удовлетворения условию дифракции (2) длины волновых векторов $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{k}_g$ изменяются, что обеспечивается резкой пространственной дисперсией фазовой скорости волн в узком угловом (частотном) интервале вблизи угла Брэгга. Важное свойство Д. п. состоит в том, что *Пойнтинга вектор* для каждой пары волн (в двухлучевом случае), исходящих из одного центра распространения, перпендикулярен касательной к Д. п. в центре распространения.

Д. п. можно также вести и для искажённых кристаллов.

Лит. см. при ст. *Дифракция рентгеновских лучей.*

А. В. Колпаков.

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ — соотношение, связывающее циклич. частоты ω и волновые векторы $\boldsymbol{k}$ собственных гармонич. волн (*нормальных волн*) в линейных однородных системах: непрерывных средах, волноводах, передающих линиях и др. Д.у. записывается в явном $\omega=\omega(\boldsymbol{k})$ или неявном $f(\omega, \boldsymbol{k})=0$ виде. В тех случаях, когда зависимость $\omega(\boldsymbol{k})$ неоднозначна, выделяют однозначные ветви Д.у.: $\omega=\omega_n(\boldsymbol{k})$ (где $n=1, 2, \ldots$), соответствующие нормальным *модам* системы, т. е. совокупностям нормальных волн с одинаковой (в т. ч. поляризационной) структурой. Графич. изображение корней Д. у. на плоскости (k, ω) наз. д и с п е р с и о н н о й   к р и в о й.

Д. у. эквивалентно полному кинематич. описанию волновых процессов в системе. В частности, Д. у. определяет фазовые скорости гармонич. волн в направлении $\boldsymbol{k}$ ($v_ф=\omega/k$), групповые скорости перемещения квазигармонич. одномодовых *волновых пакетов* ($\boldsymbol{v}_{гр}=\partial\omega/\partial\boldsymbol{k}$), расплывание пакетов (зависящее от величин вторых $\partial^2\omega/\partial k_i\,\partial k_j$ или более высоких производных). В области комплексных значений ω и $\boldsymbol{k}$ Д. у. определяет временные γ и пространственные Γ инкременты (или декременты) процессов распространения волн ($\gamma=-\mathrm{Im}\,\omega$, $\Gamma=\mathrm{Im}\,\boldsymbol{k}$) (см. *Дисперсия волн*).

Д. у. являются следствием динамических (в общем случае интегродифференциальных) ур-ний движения и краевых условий на границах раздела сред. И наоборот, по виду Д. у. иногда (при наличии определённой априорной информации о системе) или во всех случаях, когда Д. у. представлено через полиномы по ω и k, могут быть восстановлены динамич. ур-ния процессов с помощью замены

$$i\omega \longrightarrow \frac{\partial}{\partial t}, \quad ik_x \longrightarrow -\frac{\partial}{\partial x}, \quad \frac{1}{i\omega} \longrightarrow \int (\ldots)\,dt,$$
$$\frac{1}{ik_x} \longrightarrow -\int (\ldots)\,dx.$$

Д. у. позволяет установить общность между волновыми движениями разл. природы: так, напр., одно и то же соотношение $\omega^2=\omega_0^2+u^2k^2$ соответствует: 1) эл.-магн. волнам в изотропной плазме (при этом $\omega_0=\omega_{pe}$ — плазменная частота, $u=c$ — скорость света в вакууме); 2) плазменным волнам ($\omega_0=\omega_{pe}$, $u=\sqrt{3}\,v_{Te}$, v_{Te} — тепловая скорость электронов); 3) волнам в радиоволноводах ($u=c$, $\omega_0=\varkappa_1/c$, $\varkappa_1$ — поперечное волновое число, определяемое размерами, конфигурацией волновода, типом и номером моды); 4) волнам в *волноводах акустических* ($u=c_s$ — скорость звука, $\omega_0=\varkappa_1/c_s$); 5) элементарной частице в релятивистской волновой механике ($u=c$, $\omega_0=m_0c^2/\hbar$, m_0 — масса покоя).

В плавно неоднородных средах, где гармонические во времени поля можно представить в виде

$$A(\boldsymbol{r})\exp[i\omega t-i\Psi(\boldsymbol{r})], \quad (|\nabla A/A| \ll \nabla\Psi, \ |\nabla\Psi| \ll |\nabla\Psi|^2),$$

обобщением Д. у. является уравнение *эйконала* $\omega=\omega(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r})$ $[\boldsymbol{k}=\nabla\Psi(\boldsymbol{r})]$, к-рое совпадает при фиксиров. значении координаты $\boldsymbol{r}$ с Д. у. в соответствующей однородной среде. Ур-нию эйконала можно сопоставить систему лучевых ур-ний (см. *Геометрической оптики метод*): $d\boldsymbol{r}/dt=\partial\omega/\partial\boldsymbol{k}$, $d\boldsymbol{k}/dt=-\partial\omega/\partial\boldsymbol{r}$. Аналогичным образом Д. у. обобщается на системы с медленно меняющимися во времени параметрами (*параметрические колебательные системы*).

При исследовании нелинейных систем Д. у. позволяет описать волновые процессы вблизи стационарных состояний и установить их устойчивость или характер их неустойчивости. При этом Д. у. составляется для линеаризов. ур-ний, описывающих малые отклонения от стационарного состояния. По виду Д. у. можно определить тип неустойчивости: если действительным k соответствуют комплексные значения ω ($\mathrm{Im}\,\omega<0$), то имеет место *абсолютная неустойчивость* системы, если действительным ω соответствуют комплексные значения k ($\mathrm{Re}\,\boldsymbol{k}\cdot\mathrm{Im}\,\boldsymbol{k}>0$), неустойчивость является конвективной (см. *Неустойчивость в колебательных и волновых системах*).

Существует обобщение Д. у. на существенно нелинейные стационарные волновые процессы (периодические нелинейные волны или уединённые волны — *солитоны*). В этом случае нелинейное Д. у. связывает амплитуду стационарной волны с её структурными параметрами — характерными временами и масштабами (см. *Нелинейные колебания и волны*).

При квантовом подходе Д. у. приобретает смысл соотношения между энергией $\mathscr{E}=\hbar\omega$ и импульсом $\boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}$ (см. *Дисперсии закон*).

Лит.: Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977. *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРИЗМЫ — то же, что *спектральные призмы*.

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ — интегральные представления ф-ций отклика, описывающих реакцию равновесной стационарной физ. системы на внеш. воздействия. Д. с. отражают аналитич. свойства ф-ций отклика в комплексной плоскости частоты (энергии), фиксируют их частотную зависимость и приводят к ряду ограничивающих их неравенств, правил сумм и т. н. В более узком смысле Д. с. связывают рефракцию распространяющихся в системе волн с их поглощением; сюда же относятся Д. с. для процессов рассеяния в квантовой механике и квантовой теории поля. Д. с. имеют универсальный вид, не зависящий от конкретной динамики системы, и используются во мн. разделах физики: в динамике *диспергирующих сред* (отсюда назв. Д. с.), в физике элементарных частиц и др.

Вывод Д. с. не требует сведений о структуре и динамике системы, а основан на общем *причинности принципе*: «никакое физ. событие не может повлиять на уже происшедшие события». Соответственно, реакция системы в момент времени t на воздействие в момент t' описывается ф-цией отклика $R(t-t')$, равной нулю при $t<t'$, а фурье-компонента $R(\omega)$ этой ф-ции конечна и потому аналитична в верхней полуплоскости частоты ω. Использование *Коши интеграла* приводит к простейшему безвычитательному Д. с. (см. также *Гильберта преобразование*):

$$\mathrm{Re}\,R(\omega)=\pi^{-1}\mathrm{P}\int_{-\infty}^{\infty}d\omega'\,\mathrm{Im}\,R(\omega')/(\omega'-\omega),\qquad(1)$$

справедливому, если $R\to0$ при $\omega\to\infty$. Здесь P — символ *главного значения интеграла*. Для полиномиально растущих с ω ф-ций $R(\omega)$ в (1) входит отношение $R(\omega)$ к полиному соответствующей степени ω, что даёт Д. с. «с вычитаниями»; именно так строятся неперенормированные Д. с. в квантовой теории поля. Реальный вывод Д. с. в большинстве случаев гораздо сложнее приведённой схемы из-за необходимости учёта ряда факторов: дополнит. аргументов ф-ции отклика, требований релятивистского принципа причинности («не влияют друг на друга также события, связанные пространственноподобным вектором») и др.

Исторически первыми Д. с. были *Крамерса — Кронига соотношения*, связывающие действит. и мнимую части показателя преломления среды, к-рая обладает частотной дисперсией. Более общие Д. с., охватывающие и случай пространственной дисперсии, имеют вид (1) с заменой R величинами

$$\varepsilon^{-1}(\omega,\,\boldsymbol{k})-1,\quad[\mu^{-1}(\omega,\,\boldsymbol{k})-\omega^2\varepsilon(\omega,\,\boldsymbol{k})/k^2c^2]^{-1},\qquad(2)$$

прямо связанными с продольной и поперечной *Грина функциями* эл.-магн. поля в однородной изотропной среде (ε и μ — диэлектрич. и магн. проницаемости, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор). Д. с. для величины ε, когда $R=\varepsilon(\omega,\,\boldsymbol{k})-1$, справедливы лишь в пределе $\boldsymbol{k}=0$, в к-ром эта величина становится ф-цией отклика. Релятивистскому принципу причинности отвечают Д. с., введённые М. А. Леонтовичем в 1961 и отличающиеся от Д. с. для величин (2) заменой в правой части $\boldsymbol{k}\to\boldsymbol{k}-(\omega'-\omega)\boldsymbol{u}c^{-1}$ ($\boldsymbol{u}$ — произвольный вектор, $u\leqslant1$). В сочетании с *флуктуационно-диссипативной теоремой*, связывающей $\mathrm{Im}\,R$ с процессами диссипации в среде, Д. с. дают информацию об общих свойствах последней (см. также *Кубо формулы*).

Д. с. для ф-ций Грина важны также в квантовой теории многих тел и квантовой теории поля. Д. с. для фейнмановской одночастичной ф-ции Грина ферми-системы при $T=0$ имеет вид (1) с добавлением фактора $\mathrm{sign}(\hbar\omega'-\zeta)$ под интегралом, переходящего в $\mathrm{cth}\,[(\hbar\omega'-\zeta)/Tk]$ при конечной темп-ре T, ζ — хим. потенциал. Д. с. для фейнмановской ф-ции Грина $D(z)$ квантованного скалярного поля даётся *спектральным представлением* ($z=\omega^2c^{-2}-k^2$):

$$\mathrm{Re}\,D(z)=\pi^{-1}\mathrm{P}\int_{-\infty}^{\infty}dz'\,\mathrm{Im}\,D(z')/(z'-z).\qquad(3)$$

В квантовой теории поля большое значение имеют также Д. с. для более сложных, чем ф-ции Грина, ф-ций отклика: *формфакторов, амплитуд рассеяния* и др. Особую роль играют Д. с. для амплитуды упругого рассеяния вперёд, связывающие, в силу *оптической теоремы*, непосредственно наблюдаемые величины: действит. часть амплитуды и полное сечение рассеяния. Эксперим. проверка Д. с., выведенных непосредственно из общих принципов квантовой теории поля, показала применимость этих принципов вплоть до масштабов $\sim10^{-16}$ см. Д. с. послужили исходным пунктом целого ряда методов описания сильного взаимодействия (см. *Дисперсионных соотношений метод*). Однако они в значит. мере утратили свою исключит. роль в связи с успехами *квантовой хромодинамики* как динамич. теории сильного взаимодействия.

Лит.: Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Бартон Г., Дисперсионные методы в теории поля, пер. с англ., М., 1968; Нуссенцвейг Х. М., Причинность и дисперсионные соотношения, пер. с англ., М., 1976. *Д. А. Киржниц.*

ДИСПЕРСИОННЫЙ АНАЛИЗ — один из методов математической статистики, применяемый для анализа результатов наблюдений, зависящих от различных, одновременно действующих факторов, к-рые не поддаются, как правило, количеств. описанию.

Рассмотрим простейшую из задач Д. а. Пусть в эксперименте получено k групп наблюдений, соответствующих k уровням исследуемого фактора. Пусть i-я группа содержит n_i величин x_{ij}, распределённых нормально со ср. значениями m_i и *дисперсией* σ^2, одинаковой для всех групп. Требуется проверить гипотезу о том, что все значения m_i равны друг другу, т. е. не зависят от исследуемого фактора (однофакторный анализ). Для решения этого вопроса вычисляют величины

$$Q_1=\sum_{i=1}^{k}n_i\,(\bar{x}_i-x)^2\quad\text{и}\quad Q_2=\sum_{i=1}^{k}\sum_{j=1}^{n_i}(x_{ij}-\bar{x}_i)^2,$$

где $\bar{x}_i=n_i^{-1}\sum_{j=1}^{n_i}x_{ij}$ — среднее по i-й группе; $\bar{x}=\sum_{i=1}^{k}\sum_{j=1}^{n_i}x_{ij}/\sum_{i=1}^{k}n_i$ — среднее всех наблюдений. Если $m_i=m$ для всех i, то величины Q_1/σ^2 и Q_2/σ^2 имеют χ^2-распределение с $k-1$ и $n-k$ степенями свободы соответственно, а величина $R=Q_1(n-k)/Q_2(k-1)$ имеет

F-распределение с параметрами k и n. Используя таблицы F-распределения, можно указать для R такой предел, вероятность превышения к-рого равна заданному малому числу. Если вычисленная по результатам измерений величина R больше этого предела, то гипотезу о равенстве средних m_i надо отвергнуть. Если же величина R будет меньше этого предела, то гипотезу следует принять (см. *Статистический критерий*).

Лит.: Шеффе Г., Дисперсионный анализ, пер. с англ., М., 1980. *А. А. Лебедев.*

ДИСПЕРСИО́ННЫХ СООТНОШЕ́НИЙ МЕ́ТОД — подход в теории элементарных частиц, выражающий динамич. свойства теории на языке *дисперсионных соотношений* (ДС) — интегральных соотношений типа *Коши интеграла* для амплитуды процесса взаимодействия между элементарными частицами. ДС являются прямым следствием фундам. принципов квантовой теории поля (КТП), в первую очередь физ. *причинности принципа*, и не зависят от конкретного механизма взаимодействия. Поэтому, с одной стороны, ДС позволяют экспериментально проверить осн. положения КТП, с другой — играют принципиальную роль в теории сильного взаимодействия, где осн. метод расчётов КТП — *возмущений теория* — применим лишь в огранич. области высоких энергий и больших передач импульса (благодаря *асимптотической свободе*). Сформулированное теорией ДС понятие об амплитудах разл. процессов в системе элементарных частиц как о различных граничных значениях единой *аналитической функции* оказалось фундаментальным для дальнейшего развития теории элементарных частиц.

Впервые ДС появились в классич. теории дисперсии света, изучающей зависимость показателя преломления среды от частоты света (см. *Крамерса — Кронига соотношения*). Здесь, исходя из принципа причинности, удалось получить универсальные, т. е. не зависящие от природы вещества, соотношения — ДС между вещественной и мнимой частями показателя преломления.

В КТП информация о взаимодействии частиц содержится в амплитуде перехода i невзаимодействующих нач. частиц в f невзаимодействующих конечных частиц, к-рая зависит от 4-импульсов $p_k=(\mathcal{E}_k, \boldsymbol{p}_k)$ и остальных квантовых чисел частиц. Лоренц-инвариантность, а также др. принципы симметрии позволяют выделить зависимость амплитуды перехода от остальных квантовых чисел частиц и представить её в виде суммы слагаемых вида $\Lambda_\alpha M_\alpha$. Операторы Λ_α содержат всю информацию о принципах симметрии, а скалярные ф-ции M_α зависят от 4-импульсов на поверхности энергии, $\mathcal{E}_k=(\boldsymbol{p}_k^2+m_k^2)^{1/2}$ (где $\mathcal{E}_k$, $\boldsymbol{p}_k$, m_k — соответственно энергия, импульс и масса частиц k; используется система единиц $\hbar=c=1$). Амплитуда F_α вне поверхности энергии связана с M_α соотношением

$$M_\alpha=\int\prod_{(if)} d\mathcal{E}_k\,(2\mathcal{E}_k)^{-1/2}\,\delta\,(p_k^2-m_k^2)\,F_\alpha$$

(δ — *дельта-функция*). Скалярные ф-ции F_α определяют динамику процесса, т. е. ту часть зависимости его от импульсов, к-рая не выявляется принципами симметрии. Ряд важных сведений о свойствах F_α может быть получен из фундам. принципов КТП вне зависимости от конкретного механизма взаимодействия. Условие причинности, унитарность S-матрицы (*матрицы рассеяния*) и нек-рые предположения о спектре масс (в частности, отсутствие частиц с нулевыми массами) позволяют установить, что любая амплитуда F_α является граничным значением аналитической функции, зависящей только от инвариантных комбинаций 4-импульсов: p_i^2, $(p_k+p_l)^2$, $(p_j+p_k+p_l)^2$ и т. д. Это граничное значение получается, когда аргументы F_α стремятся к веществ. значениям (своим для каждого канала) при положит. мнимых добавках. Оказывается далее, что аналитич. ф-ция — одна и та же для любого канала, т. е. для любого разбиения $i+f$ частиц на i начальных и f конечных. Тем самым амплитуды разл. каналов являются граничными значениями единой аналитич. ф-ции F и связаны *перекрёстной симметрией*. Условие унитарности показывает, где ф-ция F имеет особенности: по каждой инвариантной переменной s ф-ция F имеет полюсы и разрезы вдоль вещественной оси, отвечающие соответственно одночастичным и многочастичным промежуточным состояниям в канале, в к-ром s является квадратом полной энергии. (Полюсов по «массовым» переменным p_k^2 нет благодаря условию нормировки *Грина функций* в КТП.) Если иных особенностей, кроме требуемых унитарностью, нет, а F достаточно быстро убывает при больших s, интегральная ф-ла Коши даёт простейшее ДС:

$$F(s)=\frac{g^2}{s-m^2}+\frac{1}{\pi}\int\frac{\operatorname{Im}F(s')}{s'-s}\,ds' \qquad (1)$$

(g^2 — безразмерная константа взаимодействия). Здесь интегрирование ведётся по области, где отлична от нуля $\operatorname{Im}F$, причём условия унитарности и перекрёстной симметрии позволяют выразить эту мнимую часть через амплитуды рассматриваемого и других переходов.

Использовать ДС в физике элементарных частиц предложили в 1954 М. Гелл-Ман (M. Gell-Mann), М. Голдбергер (M. L. Goldberger) и В. Тирринг (W. E. Thirring), а первое строгое доказательство необходимых для этого аналитич. свойств амплитуд дано в 1956 Н. Н. Боголюбовым на примере упругого рассеяния π-мезонов на нуклонах. Доказательство ДС послужило толчком и к развитию матем. методов (в теории аналитич. ф-ций многих комплексных переменных). Боголюбов, В. С. Владимиров и др. установили ряд новых теорем об *аналитическом продолжении* (в частности, теорему об острие клина и её обобщения; см. *Аналитическая функция*).

Амплитуда перехода частиц *1* и *2* в частицы *3* и *4* зависит от шести инвариантных переменных: четырёх «массовых», p_k^2, инвариантной энергии $s=(p_1+p_2)^2$ и инвариантной передачи 4-импульса $t=(p_1-p_3)^2$ [удобно ввести ещё одну передачу 4-импульса $u=(p_1-p_4)^2$, связанную с независимыми переменными s, t соотношением $s+u+t=\sum_k p_k^2$]. Боголюбов показал, что при вещественных значениях $p_k^2=m_k^2$ и огранич. передаче импульса, $-t_0<t<0$, амплитуда πN-рассеяния аналитична как ф-ция s в комплексной плоскости с разрезами вдоль вещественной оси. В дальнейшем этот результат был распространён на рассеяние $\pi\pi$, πK, KK, $\pi\Lambda$, $\pi\Sigma$, фоторождение $\gamma N\to\pi N$ и нек-рые виртуальные процессы. Однако аналитич. свойства амплитуд таких процессов, как NN- и KN-рассеяние, до сих пор не доказаны, хотя эти процессы детально изучены на опыте. Кроме того, существенно снижены ограничения на передачу импульса.

ДС послужил основой ряда строгих следствий фундам. принципов КТП. Это, во-первых, *асимптотические теоремы*, связывающие характеристики разл. процессов при высоких энергиях. Первым утверждением такого рода явилась *Померанчука теорема* об асимптотич. совпадении постоянных полных сечений рассеяния частицы и античастицы на одной и той же мишени. Она имеет ряд обобщений и не противоречит совр. эксперим. данным. Аналогичное утверждение для дифференц. сечений упругого рассеяния при ограниченных значениях t получено Л. Ван Ховом, А. А. Логуновым и др. Др. группа результатов относится к строгим ограничениям на асимптотич. поведение амплитуд при больших энергиях. Постулировав ДС по t, можно показать, что полное сечение растёт не быстрее $\ln^2 s$ (см. *Фруассара теорема*). Позднее было обнаружено, что это ограничение следует из строго доказываемой аналитичности амплитуды по косинусу угла рассеяния.

Для рассеяния вперёд ($t=0$) Im F, согласно *оптической теореме*, выражается через полное сечение рассеяния. Экспериментально обнаружен рост полных сечений, согласующийся с ограничением Фруассара. В этой ситуации простейшее ДС (1) требует модификации и записывается не для самой амплитуды $F(s)$, а для комбинации $[F(s)-F(s_0)]/(s-s_0)$, где точку вычитания s_0 удобно выбрать на пороге реакции: $s_0=(m_1+m_2)^2$. В получающемся ДС с вычитанием константу вычитания $F(s_0)$ можно выразить через *длину рассеяния*. Такое ДС связывает (для πN-рассеяния) непосредственно наблюдаемые величины и константу g^2, и его проверка до 400 ГэВ в лаб. системе дала прямое экспериментальное подтверждение общих принципов КТП, из к-рых оно выводится.

Рост полных сечений обнаружен в $\pi^{\pm}p$-, $K^{\pm}p$-, $p\bar{p}$-, pp-взаимодействиях, что позволяет надеяться на аналогичное поведение всех полных сечений бинарных адронных процессов. При этом существенно, что эксперим. данные не противоречат максимально быстрому росту полных сечений с увеличением энергии, достигающему ограничения Фруассара. Измерение в широком интервале энергий веществ. части амплитуды рассеяния на нулевой угол $\pi^{\pm}p$- и pp-процессов позволило на основе ДС установить, что рост полных сечений ожидается по крайней мере до энергии 2000 ГэВ в системе центра инерции.

Д. с. м. позволил получить ряд строгих результатов об асимптотич. поведении многочастичных процессов. Наиб. полно это было сделано А. А. Логуновым и др. для *множественных процессов* с выделенными частицами — *инклюзивных процессов*. Для них были, в частности, найдены асимптотич. ограничения скорости роста дифференц. сечений. Эксперим. исследование этих процессов в области сильного взаимодействия (Серпухов, 1968) привело к установлению явления *масштабной инвариантности*.

Поскольку ДС оперируют с наблюдаемыми в принципе характеристиками взаимодействия — амплитудами перехода, сечениями, в физику элементарных частиц прочно вошёл язык метода ДС, и прежде всего понятие об амплитудах как о граничных значениях аналитич. ф-ции, связанных перекрёстной симметрией. Более того, принятые без доказательства ДС часто кладут в основу теоретич. схем полуфеноменологич. характера. Так, из ДС для *формфакторов* выводится *Голдбергера—Тримена соотношение*, выражающее константу распада π-мезона через отношение аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия и константу связи πN-взаимодействия. С этим соотношением связаны многочисл. дисперсионные *правила сумм* для характеристик слабого взаимодействия в *алгебре токов*. Далее, постулируемое ДС по t является основой *Редже полюсов метода*, сыгравшего важную роль в описании асимптотич. поведения амплитуд при больших энергиях. Наконец, постулируемое двойное ДС по s и t — *Мандельстама представление* — дало эффективное описание взаимодействия π-мезонов при низких энергиях, а также привело к формулировке концепции *дуальности*, связавшей поведение амплитуды при низких и высоких энергиях.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Поливанов М. К., Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958; Хагедорн Р., Причинность и дисперсионные соотношения, пер. с англ., «УФН», 1967, т. 91, в. 1; Ширков Д. В., Серебряков В. В., Мещеряков В. А., Дисперсионные теории сильных взаимодействий при низких энергиях, М., 1967; Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Хрусталёв О. А., Ограничения на поведение сечений упругих и неупругих процессов при высоких энергиях, «ЭЧАЯ», 1972, т. 3, в. 1, 3; Общие принципы квантовой теории поля и их следствия, М., 1977.

В. А. Мещеряков, В. П. Павлов.

ДИСПЕ́РСИЯ в теории вероятностей (от лат. dispersio — рассеяние) — величина, характеризующая интенсивность флуктуаций случайного параметра x:

$$\sigma^2=\langle x^2\rangle-\langle x\rangle^2\equiv\langle\tilde{x}^2\rangle,$$

где $\tilde{x}=x-\langle x\rangle$ — флуктуация, а $\langle x\rangle$ — ср. значение величины x. Вероятность больших флуктуаций $|\tilde{x}|\geqslant\varepsilon$ ограничена неравенством Чебышева

$$P(|\tilde{x}|\geqslant\varepsilon)\leqslant\frac{\sigma^2}{\varepsilon^2},$$

к-рое позволяет грубо оценить $P(|\tilde{x}|\geqslant\varepsilon)$. Д. является одной из наиб. распространённых статистич. характеристик и широко используется при обработке результатов экспериментов.

Лит.: Худсон Д., Статистика для физиков, пер. с англ., М., 1970.

Л. А. Апресян.

ДИСПЕ́РСИЯ ВОЛН — в линейных системах зависимость фазовой скорости гармонич. волн от частоты (длины волны) и, как следствие, изменение формы произвольных (негармонич.) волновых возмущений в процессе их распространения. Термин «дисперсия» (от лат. dispergo — рассеивать, развеивать, разгонять) был введён в физику И. Ньютоном (I. Newton) в 1672 при описании разложения пучка белого света, преломляющегося на границе раздела сред. Волновая концепция позволила объяснить это явление зависимостью скорости распространения монохроматич. волн от частоты (цвета). В результате под Д. в. стали понимать именно эту зависимость, относя к следствиям Д. в. такие физ. эффекты, как расплывание импульсов, различие фазовой и групповой скоростей, неравномерное движение волновых фронтов и т. д. Иногда термин «Д. в.» используется для обозначения разложения волнового поля в гармонич. спектр (напр., при прохождении волны через дифракц. решётку). Последующая эволюция понятия Д. в. связана с его обобщениями на поглощающие, активные, параметрические и нелинейные системы (среды, волноводы, поверхности жидкостей и т. д.).

Традиц. описание Д. в. основано на представлении произвольного волнового поля в линейных однородных системах в виде совокупности гармонич. *нормальных волн* $A\exp(i\omega t-i\boldsymbol{kr})$. Циклич. частоты ω и волновые векторы $\boldsymbol{k}$ нормальных волн связаны *дисперсионным уравнением*

$$\omega=\omega(\boldsymbol{k}); \tag{1}$$

в изотропных средах $\omega=\omega(k)$, $k=|\boldsymbol{k}|$ — волновое число. Д. в. имеет место, если соотношение (1) не сводится к линейному и однородному. Ключевыми понятиями при анализе процесса Д. в. являются фазовые $v_{\text{ф}}$ и групповые $v_{\text{гр}}$ скорости. Они различаются между собой (в анизотропных средах не только по величине, но и по направлению); совпадают лишь при отсутствии Д. в., когда $\omega=ck$, $v_{\text{ф}}=v_{\text{гр}}=c$. Существует нек-рый разнобой в терминологии, характеризующей Д. в. Так, в классич. оптике Д. в. считается нормальной (или отрицательной), если фазовая скорость уменьшается с ростом частоты, и аномальной (или положительной), если $\partial v_{\text{ф}}/\partial\omega>0$. Однако в квантовой оптике понятие отрицательной Д. в. относят к случаю распространения света в неравновесных средах с отрицательной силой осцилляторов; а в электронике Д. в. наз. аномальной, если фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны (обратные волны).

Строго говоря, $v_{\text{ф}}$ и $v_{\text{гр}}$ определяются для квазигармонич. волновых пакетов (длинных цугов волн), групповая скорость примерно совпадает со скоростью движения огибающей цуга, а фазовая — со скоростью перемещения вариаций полн (рис. 1). Искажениями огибающей цуга и его фазовой структуры можно пренебречь только на ограниченных участках трассы распространения длиной $L\leqslant l_0^2\Big/\frac{\partial v_{\text{гр}}}{\partial\omega}$, где l_0 — исходная длина волнового пакета. На длинных трассах

$\left(L > l_0^2 \Big/ \frac{\partial v_{\text{гр}}}{\partial \omega}\right)$ цуг расплывается, его характерный размер растёт пропорционально пройденному пути: $l \sim L \frac{\partial v_{\text{гр}}}{\partial \omega} \Big/ l_0$ (рис. 2). В непоглощающих (и слабопоглощающих) средах $v_{\text{гр}}$ совпадает со скоростью переноса энергии, а следовательно, и со скоростью передачи информации, закодированной с помощью амплитудной или фазовой модуляции.

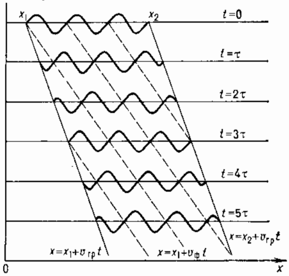


Рис. 1. Цуг на глубокой воде ($v_{\text{ф}}=2v_{\text{гр}}$). Наблюдатель в каждый момент времени видит три гребня; однако, измеряя их число неподвижным датчиком, он зарегистрирует шесть всплесков.

В случае произвольных волновых возмущений, не близких к гармоническим, Д. в. может приводить к сложным явлениям. Напр. при разбегании поверхностных волн на глубокой воде от одиночного одномерного всплеска (рис. 3) число волновых гребней постоянно увеличивается; новые гребни зарождаются пáрами, один из них равноускоренно удаляется от места всплеска, постепенно расплываясь, другой, становясь круче, асимптотически приближается к оси симметрии всплеска. Ускорение первого гребня гравитац. волны $a_1=0{,}325g$, второго $a_2=0{,}069g$, где g — ускорение свободного падения.

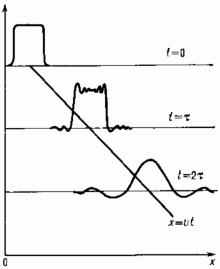


Рис. 2. Пример расплывания волнового пакета. Сначала огибающая импульса искажается в окрестностях наиболее крутых участков (фронтов). При больших временах импульс, продолжая передвигаться в среднем с групповой скоростью, расширяется, а форма его огибающей приближённо повторяет форму пространственного спектра исходного сигнала.

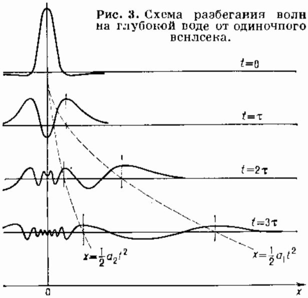


Рис. 3. Схема разбегания волн на глубокой воде от одиночного всплеска.

При неоднозначной зависимости $\omega=\omega(k)$ выделяют отд. ветви нормальных волн — *моды*. В однородных средах они различаются либо поляризацией (напр., обыкновенные и необыкновенные волны в анизотропных кристаллах или в замагниченной плазме), либо природой формирующих волну взаимодействий (напр., ленгмюровские и ионно-звуковые *волны в плазме*). В волноводных системах, кроме того, моды различаются поперечной структурой полей. Каждой моде могут быть сопоставлены фазовые и групповые скорости. Одиночный импульсный сигнал, запущенный в многомодовую систему, распадается на серию отд. сигналов, распространяющихся с разл. групповыми скоростями (рис. 4).

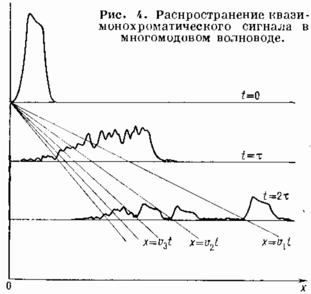


Рис. 4. Распространение квазимонохроматического сигнала в многомодовом волноводе.

Д. в. объясняется инерционностью и нелокальностью формирующих волну взаимодействий. Практически во всех реальных системах отклик на кратковременное сосредоточенное воздействие растянут во времени и размыт в пространстве. Соответствующие характерные времена инерционности τ_g и масштабы нелокальности ρ_g определяются либо микропроцессами в *диспергирующей среде*, либо переотражениями на макроскопич. неоднородностях и границах волноводной системы. В ряде случаев эффекты инерционности и нелокальности проявляются независимо; при этом различают временную и пространственную дисперсию соответственно. Однако в нек-рых системах инерционность и нелокальность неразрывно взаимосвязаны, и тогда характер Д. в. определяется др. физ. величинами, имеющими, следовательно, более сложную размерность. Напр., для гравитационных поверхностных волн на глубокой воде параметром дисперсии является ускорение свободного падения g ($\omega^2=gk$), для капиллярных волн — отношение коэф. поверхностного натяжения σ к плотности жидкости ρ ($\omega^2=k^3\sigma/\rho$), для *волн де Бройля* — отношение постоянной Планка $\hbar$ к массе частицы m ($\omega=k^2\hbar/2m$).

Существует обширный класс явлений, описание к-рых не сводится к изучению свойств отд. гармонич. волн, ибо последние просто могут не являться собств. движениями в соответствующих системах. В этих случаях понятие Д. в. не допускает универсального определения, хотя всякий раз оно в той или иной степени оказывается связанным с инерционностью и нелокальностью взаимодействий.

В линейных системах с потерями волновые возмущения также могут быть представлены как совокупность экспоненциальных нормальных волн $A\exp(i\omega t - i\boldsymbol{kr})$, но уже с комплексными значениями частот ω и волновых векторов $\boldsymbol{k}$, мнимые части к-рых определяют временны́е γ и пространственные Γ декременты затухания ($\gamma=\mathrm{Im}\,\omega$, $\Gamma=-\mathrm{Im}\,k$). Д. в. приводит к селективности потерь, т. е. к их зависимости от ω или $\boldsymbol{k}$. Декремент γ и действит. часть частоты $\mathrm{Re}\,\omega$ в силу *причинности принципа* не могут быть произвольными ф-циями $\boldsymbol{k}$ — соответствующие ограничения даются *дисперсионными соотношениями*.

В плавно неоднородных средах волновое поле достаточно хорошо описывается в приближении *геометрической оптики метода*, т. е. его можно представить как совокупность волн вида $A(\boldsymbol{r})\exp[i\omega t - i\Psi(\boldsymbol{r})]$. Аналогом дисперсионного ур-ния (1) в данном случае является ур-ние *эйконала* $\omega = \omega(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r})$, связывающее частоту ω с локальным значением волнового вектора $\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}) = \nabla\Psi(\boldsymbol{r})$. Закон дисперсии определяет ур-ния лучей:

$$\frac{d\boldsymbol{r}}{dt} = \boldsymbol{v}_{\text{гр}} = \frac{\partial\omega}{\partial\boldsymbol{k}}, \quad \frac{d\boldsymbol{k}}{dt} = -\frac{\partial\omega}{\partial\boldsymbol{r}}. \tag{2}$$

В неоднородных средах Д. в. приводит к дополнит. эффекту — зависимости трассы распространения (лучей) от частоты. В системах с изменяющимися во времени параметрами (*параметрических колебательных системах*), кроме того, вдоль трассы распространения изменяется частотный спектр сигнала. В средах, где характерные размеры неоднородностей сравнимы с масштабами изменения поля, эффекты Д. в. часто нельзя отделить от дифракционных эффектов.

В нелинейных системах суждение о Д. в. может быть составлено на основе представлений об инерционности и нелокальности линейных взаимодействий (соответствующие свойства нелинейных взаимодействий иногда квалифицируют как нелокальность нелинейности). Примером, объединяющим нелинейность и дисперсию, может служить класс физ. явлений, описываемых *Кортевега — де Фриса уравнением*, впервые полученным (1895) для волн на мелкой воде:

$$\eta_t + (c_0 + c_1\eta)\,\eta_x + \gamma\eta_{xxx} = 0, \tag{3}$$

где $\eta = \Delta h/h_0$ — относительное возмущение поверхности, h_0 — глубина водоёма, $c_0 = \sqrt{gh_0}$, $c_1 = {}^3/_2 c_0$, $\gamma = {}^1/_6 c_0 h_0^2$. В приближении малых амплитуд ($\eta \to 0$) можно пренебречь нелинейностью; тогда ур-нию (3) соответствует дисперсионное ур-ние вида

$$\omega = c_0 k - \gamma k^3. \tag{4}$$

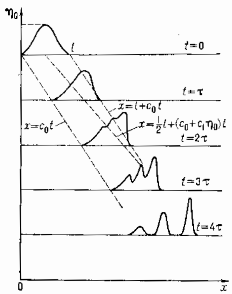


Рис. 5. Распространение длинной волны в нелинейной системе с реактивной дисперсией.

Как следует из (4), ответственным за Д. в. является последний член в (3). В случае плавных возмущений, характерные масштабы к-рых $l \gg h_0$, можно пренебречь Д. в., и тогда (3) переходит в ур-ние простой волны, в к-рой амплитуда η постоянна вдоль характеристик $x = x_0 + (c_0 + c_1\eta)t$. По мере распространения такого плавного возмущения (рис. 5) передний фронт волны становится круче; в отсутствие Д. в. это привело бы в конечном счёте к его обрушению. Однако Д. в. останавливает этот процесс, и волна становится сначала изрезанной, а затем разбивается на серию почти автономных, сохраняющих форму всплесков (*солитонов*), каждый из к-рых движется со своей скоростью. Существование стационарных нелинейных волн (солитонов и периодич. кноидальных волн) является важным проявлением Д. в., присущим многим нелинейным системам. При этом амплитуда, скорость и характерная длина оказываются связанными нелинейными дисперсионными ур-ниями; соответственно, зависимость скорости стационарной волны от её структурных параметров наз. нелинейной Д. в. Относительно др. дисперсионных эффектов в нелинейных, в т. ч. и диссипативных, средах см. *Нелинейные колебания и волны*, *Бюргерса уравнение*, *Ударная волна*.

Неодномерные волновые возмущения даже в однородных недиспергирующих средах демонстрируют иногда поведение, имитирующее Д. в. Наиб. известным и часто встречающимся примером являются цилиндрич. импульсные сигналы в свободном пространстве, оставляющие за собой бесконечно тянущиеся шлейфы. Эти эффекты также порой относят к Д. в., хотя они не удовлетворяют её канонич. определениям.

Лит.: Мандельштам Л. И., Полн. собр. трудов, т. 5, М., 1950; Карпман В. И., Нелинейные волны в диспергирующих средах, М., 1973; Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ДИСПЕ́РСИЯ ЗВУ́КА (дисперсия скорости звука) — зависимость фазовой скорости гармонич. звуковых волн от частоты. В широком смысле это понятие применяется и к др. типам *упругих волн*. Д. з. обусловливает различие между фазовой и *групповой скоростью* звука, а также изменение формы огибающей *импульса акустического* при его распространении на большое расстояние (напр., в гидроакустике, атм. акустике и геоакустике). В нелинейной среде (см. *Нелинейная акустика*) Д. з. приводит к нарушению волнового синхронизма между исходной волной и генерируемыми ею гармониками, в результате чего замедляется переход звуковой энергии в высшие гармоники, уменьшается затухание исходной волны и замедляется или подавляется образование *ударных волн*.

Различают два осн. вида Д. з.: релаксационную, обусловленную эффектами упругого последействия в веществе, в к-ром распространяется звуковая волна (см. *Релаксация акустическая*), и дисперсию *нормальных волн*, обусловленную волноводным характером их распространения. Релаксац. Д. з. всегда сопровождается избыточным *поглощением звука*, к-рое связано с Д. з. *Крамерса — Кронига соотношением*. Дисперсия нормальных волн с поглощением не связана и характерна для *волновода акустического*, в к-ром распространяется нормальная волна. Изучение релаксац. Д. з. и сопровождающего её поглощения (т. н. *акустическая спектроскопия*) — важнейший метод исследования разнообразных процессов в веществе, обусловливающих явление упругого последействия; наблюдение этих процессов неакустич. методами затруднительно, а зачастую и невозможно.

В однородных средах Д. з. обусловлена релаксац. процессами, идущими на молекулярном уровне локально, т. е. в каждом элементе среды, независимо от др. элементов. В микронеоднородных средах, где размер неоднородностей l и расстояния между ними малы по сравнению с длиной звуковой волны λ (напр., взвеси, эмульсии, жидкости с газовыми пузырьками, поликристаллы — в области звуковых и УЗ-частот), могут иметь место и нелокальные релаксац. процессы, заключающиеся в обмене энергией между разнородными компонентами среды. Отставание изменения объёма, связанного с релаксац. процессом, от изменения давления в звуковой волне приводит к зависимости скорости звука c от отношения характерного времени процесса τ к периоду звуковой волны (от величины $\omega\tau$, где ω — частота звука). Эта зависимость и определяет релаксац. Д. з.

Кроме релаксац. Д. з. в микронеоднородных средах существует также пространственная Д. з., к-рая обусловлена зависимостью c от l/λ и, как и дисперсия нормальных волн, с поглощением не связана. Пространственная Д. з. наблюдается также в кристаллах на гиперзвуковых частотах, когда пространственная периодичность кристаллич. решётки приводит к пространственной дисперсии упругих свойств кристаллов (см.

Кристаллоакустика) и обусловливает его акустич. активность — способность поворачивать плоскость поляризации волны (аналогично *оптической активности*). При более низких частотах этот эффект становится пренебрежимо мал.

Д. з. удалось рассчитать лишь для сравнительно небольшого числа релаксац. процессов, перечисленных ниже. Релаксация кнезеровского типа, обусловленная наличием в однородной среде дополнит. термодинамич. переменной ξ, релаксирующей по закону $\dot{\xi}=-(\xi-\xi_0)/\tau$, где ξ_0 — равновесное значение ξ, приводит (при малом Δ) к след. зависимости c от ω:

$$c=c_0\left(1+\frac{c_\infty^2-c_0^2}{2c_0^2}\cdot\frac{\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}\right)$$

К релаксации кнезеровского типа относятся: процесс перераспределения энергии между поступат. и внутр. степенями свободы молекул в газе; двусторонняя хим. реакция, идущая между компонентами смеси (газовой или жидкой); диссоциация солей в растворах; процесс перераспределения электронов, вызванный искажением *ферми-поверхности* звуковой волной в металлах; аналогичный процесс, вызванный искажением зон и изменением ширины запрещённой зоны в полупроводниках и т. д. С квантовой точки зрения, к кнезеровской релаксации приводит происходящее под влиянием звука изменение населённости энергетич. уровней в любых присутствующих в среде двухуровневых (многоуровневых) подсистемах.

Резонансная релаксация, наблюдаемая в области частот, близких к собств. частоте ω_0 имеющихся в среде резонаторов той или иной природы, приводит к зависимости c от ω в виде

$$c=c_0\left[1-A\frac{\left(1-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)\frac{\omega^2}{\omega_0^2}}{\left(1-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2+d^2\frac{\omega^2}{\omega_0^4}}\right] \qquad (1)$$

где ω_0 — резонансная частота, c_0 — скорость звука при $\omega/\omega_0\to 0$, d — удвоенный коэф. затухания колебаний резонатора, $A=(c_{\text{макс}}-c_{\text{мин}})d/\omega_0 e_0$, $c_{\text{макс}}$ и $c_{\text{мин}}$ — макс. и мин. значения скорости. При квантовом подходе обычно считают, что резонансная релаксация имеет место в средах, включающих двухуровневые ($\mathcal{E}''$, $\mathcal{E}'$) подсистемы любой природы, на частотах, близких к $(\mathcal{E}''-\mathcal{E}')/\hbar$. Резонансная релаксация наблюдается как в однородных, так и в микронеоднородных средах. Она определяет Д. з., напр., в стёклах при низких темп-рах, в системе обладающих *спином* связанных частиц, помещённых в магн. поле, и в др. однородных средах. В микронеоднородных средах резонансная Д. з. наблюдается при включениях в виде резонаторов. Вода, содержащая пузырьки газа,— важный для гидроакустики пример такой среды. Скорость звука в жидкости с газовыми пузырьками определяется выражением (1) с $A=\Phi\beta_2/2\beta_1$ и $\omega_0=\sqrt{3}/\sqrt{a^2\rho_1\beta_2}$, где a — радиус пузырька, ρ_1 — плотность жидкости, β_1 и β_2 — сжимаемости жидкости и газа, Φ — относительный объём, занятый пузырьками, к-рый считается достаточно малым. Др. примером микронеоднородной среды с включениями в виде резонаторов является кристалл, содержащий петли *дислокаций*, когда последние можно описать моделью струны, закреплённой на концах (т. н. Франка — Рида источники).

Релаксация, связанная с флуктуациями разл. термодинамич. величин, приводит к Д. з., особенно существенной вблизи критич. точек и *фазовых переходов* 2-го рода, где велики флуктуации параметра порядка, соответствующего данному фазовому переходу. Амплитуда этих флуктуаций, время их рассасывания и радиус корреляции меняются под влиянием изменения давления и темп-ры в звуковой волне, причём новое распределение флуктуаций запаздывает по отношению к изменению давления, что и приводит к Д. з. и избыточному поглощению. Выражения для Д. з. зависят от того, каким ур-нием описывается процесс рассасывания флуктуаций. Д. з. в этом случае сильно зависит от близости к темп-ре перехода.

Характерный для микронеоднородных сред релаксац. процесс, состоящий в выравнивании значений некрой дополнит. термодинамич. переменной ξ (принимающей разл. значения в среде и включениях при изменении давлений в звуковой волне) путём диффузии (теплопроводности) через границы включений, приводит к след. зависимости c от ω:

$$c=c_\infty/\mathrm{Re}\left\{\left[1+i\frac{c_\infty^2-c_0^2}{c_0^2}F(\omega,\tau)\right]^{1/2}\right\}, \qquad (2)$$

где

$$F(\omega,\tau)=\frac{3}{2}\frac{1}{\omega\tau}\frac{\left[1+(1-i)\sqrt{\omega\tau}\right]\left\{(1-i)\sqrt{\omega\tau}-\mathrm{th}\left[(1-i)\sqrt{\omega\tau}\right]\right\}}{(1-i)\sqrt{\omega\tau}\left\{1+\mathrm{th}\left[(1-i)\sqrt{\omega\tau}\right]\right\}},$$

i — мнимая единица, $\tau=a^2/2D$, a — радиус включений (сферических), D — коэфф. диффузии (температуропроводности). Выражение (2) определяет: Д. з. в эмульсиях, обусловленную выравниванием разности темп-р между их компонентами; аналогичную Д. з. в поликристаллах; Д. з. в сильновязких жидкостях. Последнюю можно представить как двухфазную среду, состоящую из неупорядоченной жидкости и помещённых в неё упорядоченных областей, степень порядка в к-рых характеризуется величиной ξ, имеющей смысл концентрации дырок Френкеля (аналог вакансий в кристаллах). При изменении давления меняется равновесное значение ξ в упорядоченных областях, что и приводит к диффузии дырок через их границы. Запаздывание этого процесса относительно изменения фазы звуковой волны и приводит к Д. з. Подобным выражением описывается Д. з. во взвесях, связанная с отставанием тяжёлых частиц от жидкости при движении последней в звуковой волне; возбуждаемые при этом частицами вязкие волны постепенно передают им импульс от жидкости; запаздывание этого процесса обмена импульсом и приводит к указанной Д. з.

В узком смысле Д. з. иногда наз. дисперсионный скачок скорости звука $\Delta=(c_\infty-c_0)/c_0$, где c_∞ и c_0 — значения скорости звука при $\omega\tau\to\infty$ и $\omega\tau\to 0$. Величина Δ для разл. релаксац. процессов приведена в табл.

Дисперсионные скачки скорости для некоторых веществ

Вещество	Темп-ра, °C	Δ, %
Газы:		
CO_2	23	4
CS_2	300	7
Маловязкие жидкости:		
Бензол	20	10
Сероуглерод	20	9
Четырёххлористый углерод	20	12
Анилин	22	9
Нитробензол	20	6
Сильновязкие жидкости:		
Глицерин	−14	59
Бутандиол 1,3	−32,2	37
Триацетин	−40	51
B_2O_3	494	~200
Электролиты (водные растворы с концентрацией 0,2 моль/л):		
$CoSO_4$	24,8	0,22 *
$ZnSO_4$	20	0,26 *
$Al_2(SO_4)_3$	25	0,82 *

* Значения соответствуют сумме дисперсионных скачков для релаксац. процессов с частотами выше 1 мГц.

Д. з., обусловленная волноводным характером распространения, имеет место при распространении звука в стержнях, пластинах, волноводах и т. д. Так, при распространении звука в волноводе с абсолютно жёсткими стенками скорость нормальной волны номера n выражается след. ф-лой:

$$c_n = \frac{c}{\sqrt{1-(\pi n/kl)^2}} ,$$

где c — скорость звука в свободном пространстве, l — ширина волновода, $k=\omega/c$ — волновое число, $n=1, 2, 3...$ При критич. частоте, определяемой из условия $kl=\pi n$, скорость бесконечна; ниже критич. частоты распространение данной нормальной волны прекращается, сменяясь экспоненциальным спадом амплитуды колебаний, происходящих в этом случае синфазно вдоль волновода.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986, § 81; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Кельберт М. Я., Чабан И. А., Релаксация и распространение импульсов в жидкостях, «Изв. АН СССР, сер. Механика жидкости и газа», 1986, в. 5, с. 153; Hunklinger S., Arnold W., Ultrasonic properties of glasses at law temperatures, в кн.: Physical acoustics, v. 12, N.Y.— L., 1976.
М. А. Исакович, И. А. Чабан.

ДИСПЕ́РСИЯ ОПТИ́ЧЕСКОГО ВРАЩЕ́НИЯ (вращательная дисперсия) — зависимость угла поворота плоскости поляризации света в веществе от частоты (длины волны). Термин относится в равной мере к естеств. и индуциров. *оптической активности*, магн. вращению плоскости поляризации (*Фарадея эффект*) и вращению, возникающему вследствие дифракц. эффектов на макроструктуре жидких кристаллов. Все вещества, вращающие плоскость поляризации, обладают Д. о. в.; она связана с круговым дихроизмом — разл. поглощением света, поляризованного по кругу вправо и влево (см. *Дихроизм*), так же, как обычная линейная дисперсия с обычным поглощением (см. *Дисперсия света*). Связь эта описывается *Крамерса — Кронига соотношениями*.

Характер Д. о. в. зависит от свойств и строения вещества и от того физ. процесса, к-рый создаёт вращение. Классич. электронная теория, моделирующая молекулу двумя связанными между собой, близко расположенными осцилляторами, объясняет возникновение оптич. активности наличием разности фаз световой волны в местах нахождения осцилляторов. Эта модель качественно неплохо описывает и ход вращат. дисперсии. Точный расчёт хода Д. о. в. требует применения методов квантовой электродинамики с учётом мультипольных моментов переходов и затруднён вследствие сильной чувствительности явления к межмолекулярным взаимодействиям [1—4].

В гиротропных газах, парах, а также жидкостях и растворах, в к-рых межмолекулярным взаимодействием можно пренебречь, Д. о. в. определяется строением и свойствами молекул, в осн. их электронными переходами, и описывается ф-лой

$$\Phi_1 = \frac{8\pi N_1}{3hc} \sum_i \frac{\omega^2\left(\omega_i^2-\omega^2\right) R_i}{\left(\omega_i^2-\omega^2\right)^2+\omega^2\Gamma_i^2} , \tag{1}$$

где Φ_1 — вращение (в рад/см), N_1 — число молекул в единице объёма, ω_i — частота i-го электронного перехода в молекуле, R_i — постоянная для данного i-го перехода, т. н. сила вращения перехода и Γ_i — ширина полосы (затухание) данного перехода. Суммирование производится по всем переходам. Каждая полоса поглощения даёт свой вклад во вращение, и величина его зависит от положения полосы в спектре; однако полоса, мало заметная в поглощении, может быть ответственной почти за всё вращение и наоборот. Теория для области, где поглощение велико, ещё недостаточно разработана. В области частот, удалённых от собственных электронных полос поглощения ($\Gamma_i \approx 0$), Д. о. в. определяется ф-лой

$$\Phi_2 = \frac{8\pi N_1}{3hc} \sum_i \frac{\omega^2 R_i}{\omega_i^2-\omega^2} . \tag{2}$$

Пример Д. о. в. для раствора дан на рис. 1.

В полимерах Д. о. в. определяется как оптич. активностью мономерных исходных звеньев, так и их относительным расположением и взаимодействием, а также конформацией полимера.

В твёрдых телах Д. о. в. определяется свойствами молекул (комплексов, ионных группировок и т. п.), их расположением, а также вкладом коллективных эффектов, зависящих от зонной структуры. Д. о. в. наблюдается на колебат. и вращат. переходах в молекулах,

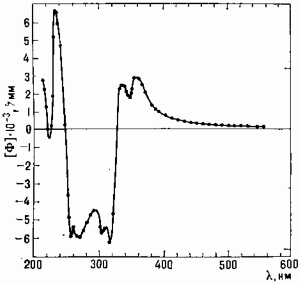


Рис. 1. Дисперсия оптического вращения раствора гексагелицена в хлороформе; концентрация 10^{-5} моля. По оси ординат — удельное вращение $[\Phi]=\Phi 18M/\pi C$ (Φ — угол поворота в град/см, M — молекулярный вес, C — концентрация).

а также на оптич. и акустич. ветвях колебаний решётки. Для анизотропных сред она зависит также от направления наблюдения, т. к. осцилляторы разл. переходов ориентированы различно и вклады каждого из них меняются с направлением (рис. 2, 3). Для этих сред теория ещё не разработана для всех случаев полностью.

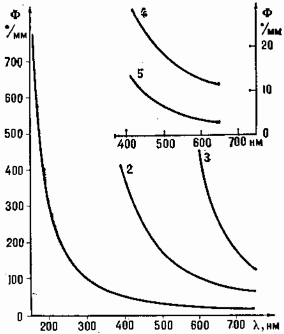


Рис. 2. Дисперсия оптического вращения некоторых кристаллов в области прозрачности: *1* — кварц; *2* — парателлурит; *3* — киноварь (одноосные кристаллы, свет по оптической оси); *4* и *5* — $L(+)$рамноза (двуосный кристалл, свет по различным осям).

В молекулярных кристаллах [5] вклад во вращение могут давать также экситонные возбуждения (*Френкеля экситоны*); в этом случае в области вне резонанса частотная зависимость иная:

$$\Phi_3(\omega, \boldsymbol{s}) = \sum_i \frac{B_i(\boldsymbol{s})\,\omega^2}{\left(\omega_i^2-\omega^2\right)^2} , \tag{3}$$

$\boldsymbol{s}$ — нормаль к волновому фронту. Если молекулы, из к-рых состоит кристалл, оптически активны, то Д. о. в. определяется как свойствами самой молекулы, так и молекулярными взаимодействиями, экситонными возбуждениями:

$$\Phi = \Phi_2 + \Phi_3. \qquad (4)$$

Для полупроводников, где вращение определяется движением свободных носителей, частотная зависи-

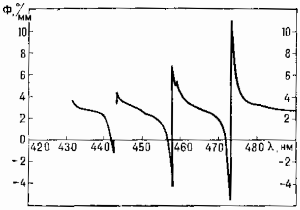


Рис. 3. Дисперсия оптического вращения кристалла натрий уранилацетата (кубический кристалл) при $T = 77$К.

мость вне области резонанса имеет вид

$$\Phi_4 = A\ (s)\ \{(\omega_i + \omega)^{-1/2} + (\omega_i - \omega)^{-1/2} - \omega_i^{-1/2}\} +$$
$$+ B\ (s)\ \{(\omega_i + \omega)^{1/2} + (\omega_i - \omega)^{1/2} - \omega_i^{1/2}\} \qquad (5)$$

Экситонные эффекты и здесь дают вклады вида (3). Д. о. в. вдали от полос поглощения хорошо описывается полуэмпирич. выражениями, получаемыми из классич. теории (см. *Био закон*).

Д. о. в. для магн. вращения определяется как парамагн., так и диамагн. эффектами и описывается выражениями типа (4) (см. *Верде постоянная*).

Измерения Д. о. в. применяются для исследования естеств. оптич. активности молекул и дают информацию об их строении; особенно широко используются эти методы при исследовании сложных молекул (стероидных и полициклических), сложных комплексов, металлоорганич. соединений, а также биополимеров — белков, нуклеиновых кислот и др. Явление необычайно чувствительно к межмолекулярным взаимодействиям, взаимодействиям с растворителем и т. д. Измерения Д. о. в., проводящиеся на спектрополяриметрах, дают ряд сведений о тонких деталях структуры кристаллов: она весьма чувствительна к малейшим изменениям структуры и симметрии кристаллов, обнаруживая ничтожные [порядка (10^{-3}—10^{-4}) нм] деформации молекул и комплексов. Широкое распространение приобретают исследования дисперсии магн. вращения, к-рые можно проводить на любых (а не только оптически активных) веществах. Перспективны применения Д. о. в. в жидких кристаллах для конструирования элементов памяти, модуляции и записи информации.

ще *Лит.:* 1) Джерасси К., Дисперсия оптического вращения, пер. с англ., М., 1962; 2) Кизель В. А., Бурков В. И., Гиротропия кристаллов, М., 1980; 3) Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; 4) Fundamental aspects and recent development in optical rotatory dispersion and circular dichroism, ed. by F. Ciardelli, P. Salvadori, L., 1973; 5) Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; 6) Caldwell D., Eyring H., The theory of optical activity, N. Y., 1971.

В. А. Кизель.

ДИСПЕРСИЯ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ — зависимость компонент тензора *диэлектрической проницаемости* среды ε_{ij} от волнового вектора. В обычной линейной электродинамике предполагается, что вектор электрич. индукции $\boldsymbol{D}$ в точке $\boldsymbol{r}$ среды связан линейной зависимостью с напряжённостью электрич. поля $\boldsymbol{E}$ в той же точке. Такая локальная связь между векторами $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ приводит к тому, что тензор ε_{ij} оказывается зависящим только от частоты ω плоской эл.-магн. волны и не зависит от её волнового вектора $\boldsymbol{k}$ (обычная *кристаллооптика*). Существуют, однако, физ. явления (напр., естественная *оптическая активность, оптическая анизотропия* кубич. кристаллов), для объяснения к-рых необходимо принять также во внимание зависимость ε_{ij} от $\boldsymbol{k}$. Эта зависимость — следствие наиб. общего соотношения, к-рое имеет место в линейной электродинамике между векторами $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}, t)$ и $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t)$. Для однородной среды это соотношение может быть записано в виде

$$D_i(\boldsymbol{r}, t) = \int\limits_{-\infty}^{t} dt' \int d\boldsymbol{r}'\, \varepsilon_{ij}(t - t', \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')\, E_j(\boldsymbol{r}', t'). \quad (1)$$

Разделение зависимости ε_{ij} на зависимость от временно́й разности $t - t' = \tau$ и от разности $\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}' = \boldsymbol{R}$ возможно в предположении неизменности свойств среды во времени и пространственной однородности среды. Интегрирование по t' в (1) распространено только на интервал от $-\infty$ до t в связи с требованием принципа причинности: индукция $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}, t)$ определяется значениями поля $\boldsymbol{E}$ только в прошлом и настоящем, т. е. при $t' < t$. Если электрич. поле имеет вид плоской монохроматич. волны, т. е. $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t) = \boldsymbol{E}(\boldsymbol{k}, \omega) \times \exp[i(\boldsymbol{kr} - \omega t)]$, то в силу (1) электрич. индукция также имеет вид плоской волны: $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}, t) = \boldsymbol{D}(\boldsymbol{k}, \omega) \times \exp[i(\boldsymbol{kr} - \omega t)]$, причём

$$D_i(\boldsymbol{k}, \omega) = \varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k})\, E_j(\boldsymbol{k}, \omega), \qquad (2)$$

где

$$\varepsilon_{ij}(\boldsymbol{k}, \omega) = \int\limits_{0}^{\infty} d\tau \int d\boldsymbol{R}\, \exp[-i(\boldsymbol{kR} - \omega\tau)]\, \varepsilon_{ij}(\tau, \boldsymbol{R}). \quad (3)$$

Зависимость тензора $\varepsilon_{ij}(\boldsymbol{k}, \omega)$ от ω соответствует в р е м е н н о́ й дисперсии, а зависимость от $\boldsymbol{k}$ — Д. п. Из соотношений (1) и (3) видно, что Д. п. связана с тем, что величина вектора $\boldsymbol{D}$ в точке $\boldsymbol{r}$ определяется значением $\boldsymbol{E}$ не только в точке $\boldsymbol{r}$, но также значениями $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}', t')$ в нек-рой окрестности точки $\boldsymbol{r}$ (нелокальная связь $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$). Иначе ядро интегр. оператора $\varepsilon_{ij}(\tau, \boldsymbol{R})$ выражалось бы через дельта-функцию: $\varepsilon_{ij}(\tau, \boldsymbol{R}) = \varepsilon_{ij}(\tau)\,\delta(\boldsymbol{R})$, так что всякая зависимость $\varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k})$ от $\boldsymbol{k}$ в (3) при этом исчезла бы.

Нелокальность связи между $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r})$ и $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$ можно понять на основе качественного рассмотрения даже простейшей модели кристалла, согласно к-рой частицы, составляющие кристаллич. структуру (атомы, молекулы, ионы), совершают колебания около своих положений равновесия и взаимодействуют друг с другом. Электрич. поле световой волны смещает заряды из положений равновесия в данной точке $\boldsymbol{r}$, что вызывает дополнит. смещение зарядов в соседних и более удалённых точках $\boldsymbol{r}'$. Поэтому поляризация среды $\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r})$ в точке $\boldsymbol{r}$, а следовательно, и индукция $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) + 4\pi\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r})$ оказываются зависящими не только от значения напряжённости электрич. поля в точке $\boldsymbol{r}$, но и от значений $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}')$ в нек-рой её окрестности. Размер этой окрестности, т. е. размер области R, в к-рой ядро интегр. соотношения $\hat{\varepsilon}(\tau, \boldsymbol{R})$ значительно, определяется характерными длинами взаимодействия a и в разл. средах эти длины могут существенно различаться. Однако в диэлектрич. средах для оптич. диапазона длин волн λ всегда выполняется соотношение $ka \sim a/\lambda \sim 10^{-3} \ll 1$. В таких средах Д. п. оказывается слабой, для её анализа достаточно знать зависимость тензора $\varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k})$ от $\boldsymbol{k}$ лишь при малых $\boldsymbol{k}$ и использовать одно из разложений [1]:

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k}) = \varepsilon_{ij}(\omega) + \gamma_{ijl}(\omega)\, k_l + \alpha_{ijlm}(\omega)\, k_l k_m + \ldots \quad (4)$$

или

$$\varepsilon_{ij}^{-1}(\omega, \boldsymbol{k}) = \varepsilon_{ij}^{-1}(\omega) + g_{ijl}(\omega)\, k_l + \beta_{ijlm} k_l k_m + \ldots \qquad (5)$$

Тензоры γ, g, α и β из (4) и (5) существенно упрощаются для кристаллов с высокой симметрией [2]. Для объяснения естеств. оптич. активности (напр., *вращения плоскости поляризации*) достаточно ограничиться в (4) или (5) линейной зависимостью от $\boldsymbol{k}$ (подробнее см. *Гиротропия*). Для негиротропных кристаллов тензоры $\gamma_{ijl} = g_{ijl} = 0$ и при исследовании эффектов Д. п. необходимо в (4) и (5) принимать во внимание слагаемые, квадратичные по k. Один из эффектов Д. п. в негиротропных кристаллах — оптич. анизотропия кубич. кристаллов, наблюдавшаяся экспериментально [3]. В кубич. негиротропных кристаллах при неучёте Д. п. $\varepsilon_{ij}(\omega)=\varepsilon(\omega)\delta_{ij}$, т. е. диэлектрич. проницаемость не тензор, а скаляр, и показатель преломления $n=\sqrt{\varepsilon}$ не зависит от направления распространения света. Если принять во внимание Д. п., то тензор (4) уже не сводится к скаляру, так что даже в кубич. кристалле величина коэф. преломления оказывается зависящей от направления распространения света. При учёте Д. п. кубич. кристаллы обладают семью оптич. осями (три оси 4-го порядка и четыре — пространственные диагонали куба). Для света, распространяющегося, напр., вдоль диагонали грани куба, коэф. преломления оказываются различными для света, поляризованного перпендикулярно грани куба и в плоскости грани. Величина *двойного лучепреломления*, определяемая разностью коэф. преломления, оказывается в этом случае пропорциональной $(a/\lambda)^2$, где a — постоянная решётки ($a\simeq 3\cdot 10^{-8}$ см); в оптич. диапазоне волн $(a/\lambda)^2\sim 10^{-6}$, что свидетельствует о малости двойного лучепреломления. Впервые это явление обнаружили только в 1971 в кристаллах кремния Si и арсенида галия GaAs (подробнее см. [2]).

Оптич. анизотропия кубич. кристаллов может проявляться также и в спектрах поглощения. В 1960 Е. Ф. Гросс и А. А. Каплянский [3] это наблюдали впервые при изучении спектров поглощения кристалла закиси меди Cu_2O в области квадрупольной линии поглощения. Д. п. приводит в кубич. кристаллах к зависимости комплексного коэф. преломления света (а следовательно, и мнимой его части, описывающей поглощение) от его поляризации и направления распространения. Возможность этого эффекта предсказана X. А. Лоренцем (H. A. Lorentz) в 1878. С Д. п. связана также возможность распространения в окрестности линий поглощения добавочных световых волн [2, 10].

Д. п. учитывалась также при изучении ряда др. вопросов, таких, как аномальный скин-эффект в металлах [4], динамика кристаллич. решёток [5], плазменные волны в изотропной и магнитоактивной плазме [6, 7], в теории черенковского и переходного излучений, в теории поверхностных эл.-магн. волн [8, 9] и т. д. Кроме того, учёт Д. п. существен также при рассмотрении рассеяния света и поведения нек-рых оптич. колебаний кристаллов вблизи точек *фазового перехода* 2-го рода.

Лит.: 1) Гинзбург В. Л., О нелинейном взаимодействии радиоволн, распространяющихся в плазме, «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 1573; 2) Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; 3) Гросс Е. Ф., Каплянский А. А., Оптическая анизотропия кубических кристаллов, вызванная явлением пространственной дисперсии, «ДАН СССР», 1960, т. 132, с. 98; 4) Силин В. П., Фетисов Е. П., О переходном излучении и коллективных колебаниях в металлических пленках, «ЖЭТФ», 1963, т. 45, с. 1572; 5) Толпыго К. Б., Состояние теории поляризации идеальных ионных и валентных кристаллов, «УФН», 1961, т. 74, с. 269; 6) Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; 7) Силин В. П., Рухадзе А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961; 8) Агранович В. М., Кристаллооптика поверхностных поляритонов и свойства поверхности, «УФН», 1975, т. 115, с. 199; 9) Поверхностные поляритоны, под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса, М., 1985; 10) Пекар С. И., Кристаллооптика и добавочные световые волны, К., 1982.

В. М. Агранович.

ДИСПЕ́РСИЯ СВЕ́ТА — совокупность оптич. явлений, обусловленных зависимостью комплексной диэлектрич. проницаемости ε (следовательно, и показателя преломления $\bar{n}$) от частоты ω световой волны и её волнового вектора $\boldsymbol{k}$. Первоначально термин «Д. с.» был введён для описания разложения белого света в спектр при преломлении в призме, ныне употребляется в более широком смысле (см. *Дисперсия волн*).

Отклик среды на воздействие световой волны является инерционным и нелокальным, т. е. значение эл.-статич. индукции $\boldsymbol{D}$ в данный момент времени t и в данной точке $\boldsymbol{r}_0$ зависит от значений электрич. поля $\boldsymbol{E}$ в предыдущие моменты времени (в р е м е н н а́ я, или ч а с т о т н а я, Д. с.) и значений $\boldsymbol{E}$ в окрестности этой точки (п р о с т р а н с т в е н н а я Д. с.). Математически это утверждение записывается в виде интегрального материального ур-ния (см. *Максвелла уравнения*), связывающего векторы $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$:

$$D_i(t,\ \boldsymbol{r}_0)=\int_0^\infty d\tau\int d\boldsymbol{r}\,\varepsilon_{ij}(\tau,\ \boldsymbol{r})\,E_j(t-\tau,\ \boldsymbol{r}_0-\boldsymbol{r}). \quad (1)$$

Представив реальный световой пучок в виде разложения по плоским гармонич. волнам с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$ и перейдя к фурье-представлению в уравнении (1), получим простую связь между компонентами $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$:

$$D_i=\varepsilon_{ij}(\omega,\ \boldsymbol{k})\,E_j, \quad (2)$$

где ε_{ij} — комплексный тензор диэлектрич. проницаемости. Магн. проницаемость прозрачных диэлектриков в оптич. диапазоне частот практически не отличается от единицы. Эффекты пространственной Д. с. в оптич. диапазоне проявляются слабо, т. к. длина световой волны $\lambda\gg a$ (характерного линейного размера, напр., постоянной кристаллич. решётки), однако многие оптич. явления объясняются ею (подробнее см. *Дисперсия пространственная*).

Далее здесь будет рассматриваться частотная Д. с. — более существенная, т. к. частоты оптич. излучения $\omega\sim 4\cdot 10^{15}$ Гц и внутриатомных (молекулярных) процессов соизмеримы, и отклик среды часто носит резонансный характер.

Т. к. фазовая скорость света определяется действит. частью показателя преломления, а n зависит от ω, то под частотной Д. с. понимают также зависимость фазовой скорости от ω. Простейшее проявление частотной Д. с. — это разложение белого света в спектр с помощью призмы. Эксперим. исследование этого явления проведено И. Ньютоном (I. Newton, 1672) с помощью скрещённых призм (рис. 1). Спектральные составляющие исходного пучка преломляются под разными углами в зависимости от ω и образуют цветную полосу. Во второй призме, расположенной перпендикулярно к

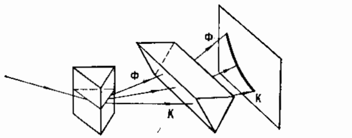


Рис. 1. Разложение в спектр с помощью скрещённых призм.

первой, разл. участки спектра тоже отклоняются не одинаково. На экране наблюдается изогнутая цветная полоса, расположение и форма к-рой дают информацию о зависимости $n(\omega)$ для обеих призм. Для большинства оптич. материалов в видимом диапазоне n растёт с

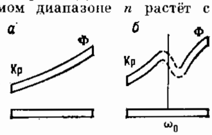


Рис. 2. *а* — нормальная и *б* — аномальная (вблизи области поглощения) дисперсии.

частотой — н о р м а л ь н а я д и с п е р с и я показателя преломления. Вблизи полос поглощения вещества наблюдается уменьшение n с частотой — а н о м а л ь н а я д и с п е р с и я (рис. 2).

Явления Д. с. получили теоретич. объяснение в классич. теории дисперсии Х. А. Лоренца (H. A. Lorentz), согласно к-рой под действием электрич. поля световой волны возникает ускоренное движение элементарных электрич. зарядов в веществе. Излучение этих зарядов складывается с полем исходной волны и служит причиной Д. с. В прозрачных диэлектриках оптический (находящийся на внеш. орбите) электрон рассматривается как затухающий гармонич. осциллятор, его дипольный момент удовлетворяет ур-нию

$$\frac{d^2p}{dt^2}+2\gamma\frac{dp}{dt}+\omega_0^2p=(e^2/m)\,E_{\text{эфф}}\exp(i\omega t), \qquad (3)$$

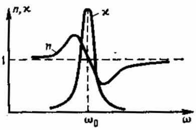
где e и m — заряд и масса электрона, p — проекция индуциров. дипольного момента на направление вектора $\boldsymbol{E}$, $E_{\text{эфф}}$ — амплитуда электрич. поля, действующего на электрон, ω_0 — собств. частота, γ — коэф. затухания этого диполя. Для разреженных газов действующее поле приближённо совпадает со ср. макроскопич. полем, входящим в ур-ния Максвелла: $E_{\text{эфф}}\simeq E_0$. Частное решение ур-ния (3), соответствующее установившемуся режиму колебаний, имеет вид

$$p=p_0\exp(i\omega t),\quad p_0=\frac{e^2/m}{\omega_0^2-\omega^2+2i\gamma\omega}E_0=\alpha(\omega)\,E_0,$$

где $\alpha(\omega)$ — *поляризуемость* атома. Между гармонич. изменениями дипольного момента и внеш. поля имеется разность фаз, а по мере приближения частоты воздействия к ω_0 амплитуда колебаний быстро увеличивается (резонанс, обусловливающий поглощение света).

Реальное вещество, напр. газ, моделируется ансамблем осцилляторов, что приводит к появлению специ-

Рис. 3. Зависимость показателя преломления n и коэффициента поглощения $\varkappa$ для газа от частоты.



фич. особенностей: столкновения между атомами могут приводить к «сбою» фазы колебания или термализации запасённой энергии; тепловое движение атомов приводит к появлению непрерывного распределения собств. частот с центром в точке ω_0 (см. *Уширение спектральных линий*). В конденсиров. средах аналогичные последствия вызывают наличие дислокаций, примесей, тепловые флуктуации плотности и т. д. Коэф. Γ затухания поляризации единицы объёма диэлектрика, содержащей N диполей, определяется, как правило, расфазировкой всех диполей. Поэтому комплексная амплитуда поляризации единицы объёма (при однородном уширении спектральной линии) записывается в виде

$$P_0=\frac{Ne^2/m}{\omega_0^2-\omega^2+2i\Gamma\omega}E_0. \qquad (4)$$

Из соотношения между векторами $\boldsymbol{D}=\boldsymbol{E}+4\pi\boldsymbol{P}=\varepsilon\boldsymbol{E}$ следует, что

$$\varepsilon=1+\frac{4\pi Ne^2/m}{\omega_0^2-\omega^2+2i\Gamma\omega}. \qquad (5)$$

Учитывая выражение для комплексного показателя преломления $\tilde{n}=n-i\varkappa=\sqrt{\varepsilon}$ (где n характеризует преломление, а $\varkappa$ — поглощение), получим

$$n^2-\varkappa^2=1+\frac{4\pi Ne^2/m}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+4\Gamma^2\omega^2}(\omega_0^2-\omega^2),$$
$$n\varkappa=\frac{4\pi Ne^2/m}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+4\Gamma^2\omega^2}\,\omega\Gamma. \qquad (6)$$

Зависимость n и $\varkappa$ от частоты ω представлена на рис. 3.

В конденсиров. средах существенным становится взаимодействие молекул. Если среда статистически изотропна или представляет собой кристалл с кубич. симметрией, то действующее поле связано со ср. макроскопич. полем простым соотношением $E_{\text{эфф}}=E+4\pi P/3$. Подстановка этого соотношения в правую часть ур-ния (3) приводит к *Лоренц — Лоренца формуле*

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{\tilde{n}^2-1}{\tilde{n}^2+2}=\frac{4\pi N}{3}\alpha(\omega). \qquad (7)$$

Классич. теория позволяет учесть наличие в веществе разл. видов осцилляторов с собств. частотами ω_k и коэф. затухания Γ_k (k=1, 2, 3...) и обобщить ф-лу (5) след. образом:

$$\varepsilon=1+4\pi N\frac{e^2}{m}\sum_k\frac{f_k}{\omega_k^2-\omega^2+2i\Gamma_k\omega}, \qquad (8)$$

эмпирич. константа f_k наз. силой осциллятора и характеризует относит. вклад определ. типа колебаний в поляризуемость на данной частоте. Собств. частоты электронных колебаний обычно расположены в УФ-области спектра (реже — в видимой), ионных — в ИК-области. С помощью дисперсионной ф-лы (8) по результатам эксперим. измерения поглощения или преломления в пределах спектральных линий (полос) можно определить эмпирич. константы ω_k, Γ_k, f_k и построить аппроксимац. ф-лу, пригодную для вычисления зависимости $\varepsilon(\omega)$ в широком спектральном диапазоне.

В полуклассич. описании Д. с. атом (молекула) рассматривается как квантовая система, обладающая дискретным набором энергетич. состояний $\mathscr{E}_k$. Переход с низшего энергетич. состояния $\mathscr{E}_k$ на высшее $\mathscr{E}_n$ сопровождается поглощением кванта энергии $\hbar\omega_{nk}=\mathscr{E}_n-\mathscr{E}_k$, а при обратном переходе — излучением. Воздействие на атом классич. эл.-магн. поля световой волны учитывается с помощью теории возмущений. Зависимость поляризуемости от частоты вне линий поглощения имеет вид

$$\alpha(\omega)=\frac{e^2}{m}\sum_n\sum_k w_k\frac{f_{nk}}{\omega_{nk}^2-\omega^2}, \qquad (9)$$

где w_k — вероятность нахождения атома в состоянии с энергией $\mathscr{E}_k$; силы осцилляторов связаны с матричными элементами дипольного перехода след. соотношением

$$f_{nk}=\frac{2m}{3e^2\hbar}\omega_{nk}|p_{nk}|^2. \qquad (10)$$

Осн. значение квантового подхода состоит в том, что он раскрывает смысл эмпирич. констант и позволяет связать дипольные моменты перехода и др. внутриатомные характеристики с экспериментально измеряемыми величинами.

Квантовая теория предсказала принципиально новое явление — отрицательную дисперсию. В среде с инверсией населённости $w_n>w_k$ переходы с верхних уровней на нижние сопровождаются усилением света, что соответствует отрицат. значениям силы осциллятора f_{nk}. (Обычно силы осцилляторов считаются положительными для поглощения и отрицательными для испускания.) Наличие отрицат. слагаемых в дисперсионной ф-ле (10) экспериментально обнаружено Р. Ладенбургом (R. Ladenburg) в 1930. Отрицат. Д. с. типична для всех лазерных сред.

Влияние диспергирующей среды на огибающую светового импульса или диаграмму направленности пучка учитывается путём разложения поля падающей волны по плоским гармонич. волнам и наложения соответствующих граничных условий. При распространении в веществе гармонич. волны фаза поля, излучаемого диполями, отличается от фазы действующего поля. Излучение диполей представляется в виде суммы двух членов, один из к-рых гасит падающую волну, распространяющуюся со скоростью c, а другой удовлетворяет волновому ур-нию с фазовой скоростью $v_ф=c/n(\omega)$. Наличие мнимой части показателя преломления $\varkappa(\omega)$ приводит к уменьшению амплитуды волны с расстоянием (см. *Поглощение света*).

Для анализа процесса распространения в диспергирующей среде светового импульса с ширпной спектра $\Delta\omega \ll \omega_ц$ ($\omega_ц$ — центральная частота) используется разложение $k(\omega)$ в ряд по степеням $(\omega-\omega_ц)$. В первом приближении импульс распространяется без изменения формы огибающей с групповой скоростью $v_г=d\omega/dk$. Учёт квадратичных членов разложения $\sim d^2k/d\omega^2$ объясняет дисперсионное расплывание волнового пакета. Совместное проявление Д. с. и нелинейности показателя преломления может привести к компенсации дисперсионного расплывания и формированию стационарных световых импульсов — солитонов, наблюдаемых в оптич. волокнах.

Среди эксперим. методов исследования Д. с. широко распространён интерференц. метод крюков Рождественского, в к-ром используются «скрещенные» спектральные аппараты — интерферометр Жамена и спектрограф. Возможность исследования тонкой структуры зависимости $n(\omega)$ ограничивается разрешающей способностью спектрографа.

Для измерения зависимости коэф. поглощения $\varkappa$ от частоты в пределах узких спектральных линий используются перестраиваемые по частоте лазеры. В этом случае возможности исследования тонкой структуры линии поглощения ограничиваются только шириной линии излучения лазера, что позволяет достичь высокой разрешающей способности $\sim 10^8$. Измерив зависимость $\varkappa(\omega)$ и воспользовавшись *Крамерса — Кронига соотношениями*, можно найти $n(\omega)$. Для уверенной регистрации малых поглощений исследуемое вещество помещают в резонатор лазера (см. *Спектроскопия*).

В мощных лазерных пучках напряжённость электрич. поля сравнима с внутриатомным полем $E_a \sim 10^9$ В/см. При взаимодействии мощного излучения с веществом нарушается осн. допущение теории дисперсии о пропорциональности поляризации действующему полю. В частности, возникает добавка к показателю преломления, пропорциональная интенсивности света, приводящая к самовоздействию световых импульсов и пучков, наблюдается насыщение поглощения и др. явления, составляющие предмет *нелинейной оптики*.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Аллен Л., Эберли Д., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979.

В. А. Бызлоух.

ДИСПРО́ЗИЙ (от греч. dysprósitos — труднодоступный; лат. Dysprosium), Dy,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 66, ат. масса 162,50, относится к семейству *лантаноидов*. Природный Д. состоит из 7 стабильных изотопов с массовыми числами 156, 158, 160—164. В качестве радиоакт. индикатора используется β^--радиоактивный ^{165}Dy ($T_{1/2}=2,33$ ч). Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2p^6d^{10}f^{10}5s^2p^66s^2$ (возможна также конфигурация $4f^95s^2p^6d^16s^2$). Энергии последовательных ионизаций соответственно равны 5,93; 11,67 и 22,8 эВ. Металлич. радиус 0,177 нм, радиус иона Dy^{3+} 0,088 нм. Значение электроотрицательности 1,3.

В свободном виде — серебристо-серый металл. Существует в 2 модификациях: α-модификация имеет гексагональную плотноупакованную структуру с параметрами решётки $a=0,3592$ нм и $c=0,5655$ нм, при 1384 °С переходит в кубическую β-модификацию. Плотность 8,54 кг/дм^3, $t_{пл}=1409$ °С, $t_{кип}$ ок. 2335 °С. Теплота плавления 17,2 кДж/моль, теплота испарения 280 кДж/моль. При очень низких темн-рах проявляет ферримагн. свойства, при нагревании переходит в геликоидальное антиферромагн. состояние. Степени окисления +3 (наиб. характерна) и +4. Входит в состав ряда магн. сплавов.

С. С. Бердоносов.

ДИССИПАТИ́ВНАЯ СРЕДА́ — распределённая физ. система, в к-рой энергия одних движений или полей (обычно упорядоченных) необратимым образом переходит в энергию др. движений или полей (обычно хаотических). Фактически диссипативны все реальные среды, ибо в соответствии с общим принципом возрастания энтропии любая замкнутая система стремится перейти в термодинамически равновесное состояние, т. е. свести на нет регулярное движение, преобразуя его энергию в тепло. Поэтому Д. с. наз. также поглощающей или средой с потерями. Условно различают слабую и сильную диссипацию в зависимости от значений параметра $W/\tau P$, где W — плотность энергии, P — плотность мощности потерь, τ — нек-рое характерное время процесса, хотя, строго говоря, понятие запасённой энергии может быть установлено однозначно только в предельном случае среды без потерь (консервативной среды).

Диссипация энергии в Д. с. обычно обусловлена большим числом индивидуальных актов столкновений частиц среды, находящихся в хаотич. движении. Напр., столкновения молекул в газах приводят к необратимым процессам *внутреннего трения (вязкости)* и *теплопроводности*, с к-рыми обычно связывается диссипация механич. энергии. Однако существуют и коллективные (и в этом смысле бесстолкновительные) механизмы поглощения энергии. Наиб. характерным примером является *Ландау затухание* в плазме или в плазмоподобной Д. с., в этом случае волновое возмущение отдаёт свою энергию резонансным частицам. При феноменологич. описании необратимых процессов, приводящих к диссипации энергии, как правило, вводят характеризующие их параметры Д. с.: коэф. сдвиговой, объёмной, динамич. и турбулентной вязкости, коэф. теплопроводности, электрич. проводимость среды и др. В линейных Д. с. часто используют спектральное представление полей (движений) в виде суммы или интеграла по гармонич. ф-циям (составляющим), каждую из к-рых можно рассматривать как самостоятельно осуществимое движение. При комплексном описании временных процессов [$\sim\exp(i\omega t)$, t — время, ω — угловая частота] нек-рые из параметров, характеризующих Д. с., также можно представить в комплексной форме. Традиционным является пример с эл.-магн. колебаниями (или волнами), когда среда с диэлектрич. проницаемостью ε и проводимостью σ описывается с помощью комплексной проницаемости $\tilde{\varepsilon}=\varepsilon-i4\pi\sigma/\omega$ или комплексной проводимости $\tilde{\sigma}=\sigma+i\omega\varepsilon/4\pi$. При этом, как правило, и величины ε, σ являются ф-циями частоты ω, т. е. в общем случае такая Д. с. ведёт себя как *диспергирующая среда*. Причём действит. и мнимая части этих комплексных параметров не могут быть произвольными во всей области изменения ω — они связаны *дисперсионными соотношениями*. Параметры Д. с., ответственные за диссипацию (в данном случае σ), определяют также и спектр флуктуаций физ. величин в Д. с. (см. *Флуктуационно-диссипативная теорема*).

Особую роль в природных и в искусственно созданных (эксперим. и техн. установки) условиях играют неравновесные Д. с.— среды, поглощение энергии в к-рых может компенсироваться поступлением её извне, через внеш. поля и потоки (массы, заряда и т. п.); при этом можно различать изначальные и постоянно поддерживаемые отклонения ф-ции распределения частиц по энергиям от равновесной. Источники этих отклонений (напр., источники инверсной населённости в лазерах) часто наз. накачкой. В неравновесных Д. с. возможны неустойчивые движения, обусловленные именно наличием диссипации. Напр., вязкость способна оказывать дестабилизирующее воздействие на возмущения в пограничных слоях гидродинамич. течений. В ряде случаев такие неустойчивости приводят к установлению вынужденных колебаний и *автоколебаний*, т. е. таких самосогласованных колебательных движений, при к-рых поступление энергии из внешнего (обычно неколебательного) источника компенсируется диссипативными потерями. Напр., в *турбулентных течениях* энергия потока передаётся сначала крупным вихрям, а затем, в результате нелинейных взаимодействий,— вихрям всё более и более мелкомасштабным. Так продолжается до тех пор, пока не вступит в игру вязкость, к-рая сглаживает градиенты скорости, преобразуя энергию вихрей в тепло. В неравновесных Д. с. возможно также образование *диссипативных структур.*

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986; их же, Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, М., 1974.

М. А. Миллер, В. П. Реутов.

ДИССИПАТИ́ВНАЯ ФУ́НКЦИЯ (функция рассеяния) — ф-ция, вводимая для учёта перехода энергии упорядоченного движения в энергию неупорядоченного движения, в конечном счёте — в тепловую, напр., для учёта влияния сил вязкого трения на движение механич. системы. Д. ф. характеризует степень убывания механич. энергии этой системы. Д. ф., делённая на абс. темп-ру, определяет скорость, с к-рой возрастает энтропия в системе (т. н. *производство энтропии*). Д. ф. имеет размерность мощности.

Д. ф. может быть построена для механич. систем, у к-рых скорости макроскопич. движений настолько малы, что силы сопротивления движению можно считать линейно зависящими от скоростей. Если положение такой системы определяется обобщёнными координатами $q_1, q_2, \ldots, q_s$, то для неё Д. ф. является квадратичной формой обобщённых скоростей $\dot{q}_i = dq_i/dt$:

$$F = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{s}\sum_{k=1}^{s}\alpha_{ik}\dot{q}_i\dot{q}_k,$$

где $\alpha_{ik}=\alpha_{ki}$ — размерные коэфф., зависящие в общем случае от координат q_i. Величина F всегда положительна и численно равна половине полной механич. энергии E системы, рассеивающейся в единицу времени:

$$F = -\frac{1}{2}\frac{dE}{dt}.$$

Зная Д. ф., можно вычислить соответствующую каждой координате q_i силу сопротивления $Q_i^{(R)} = -\partial F/\partial \dot{q}_i$ и составить дифференц. ур-ния движения системы в лагранжевой форме:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = Q_i^{(R)} \quad (i=1,\ 2,\ \ldots,\ s),$$

где $L(q_i, \dot{q}_i, t)$ — *Лагранжа функция* для данной системы.

Д. ф. может также вводиться для характеристики сил внутр. трения при движении сплошной среды (жидкости, газа, деформируемого твёрдого тела). В этом случае Д. ф.— квадратичная форма компонент тензора скоростей деформаций с коэф., характеризующими вязкость среды. Напр., для изотропной среды Д. ф., отнесённая к единице объёма, имеет вид

$$\Phi = \mu\sum_{i=1}^{3}\sum_{k=1}^{3}\varepsilon_{ik}^2 + \frac{1}{2}\left(\lambda - \frac{2}{3}\mu\right)\theta^2,$$

где ε_{ik} — компоненты тензора скоростей деформации (деформаций удлинения при $i=k$ и деформаций сдвига при $i\neq k$), $\theta=\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33}$ — скорость объёмного расширения, μ и λ — коэф. вязкости, характеризующие соответственно вязкость при сдвиге и вязкость при объёмном расширении. В частности, для несжимаемой вязкой жидкости ($\theta=0$) выражение Φ, если учесть, что $\varepsilon_{ik}=\varepsilon_{ki}$, имеет вид

$$\Phi = \mu\left[\varepsilon_{11}^2+\varepsilon_{22}^2+\varepsilon_{33}^2+2\left(\varepsilon_{12}^2+\varepsilon_{23}^2+\varepsilon_{31}^2\right)\right],$$

где μ — динамич. коэф. вязкости.

Ур-ния движения среды в компонентах напряжений имеют вид

$$\rho\frac{dv_i}{dt} = F_i + \frac{\partial\sigma_{i1}}{\partial x_1} + \frac{\partial\sigma_{i2}}{\partial x_2} + \frac{\partial\sigma_{i3}}{\partial x_3} \quad (i=1,\ 2,\ 3),$$

где ρ — плотность, x_i — координаты, v_i — проекции скорости, F_i — проекции силы, действующей на единицу объёма, σ_{ik} — компоненты тензора напряжений. Если для данной среды Д. ф. известна, то учесть влияние внутр. трения можно, заменив в ур-ниях движения все σ_{ik} на $\sigma_{ik}+\sigma'_{ik}$, где σ'_{ik} — компоненты «диссипативного» тензора напряжений, вычисляемые из равенств $\sigma'_{ik} = \partial\Phi/\partial\varepsilon_{ik}$. В частности, для изотропной среды

$$\sigma'_{11} = 2\mu\varepsilon_{11} + \left(\lambda - \frac{2}{3}\mu\right)\theta \text{ и т. д.}, \quad \sigma'_{12} = 2\mu\varepsilon_{12} \text{ и т. д.}$$

Понятие Д. ф. употребляется в применении и к немеханич. системам, когда ур-ния движения могут быть записаны в лагранжевой форме. Напр., колебания электрич. тока I_i в i-м контуре системы контуров могут быть записаны как вышеприведённые ур-ния Лагранжа, в к-рых под q_i нужно понимать заряд e_i на обкладках i-го конденсатора, под $\dot{q}_i$ — соответствующий ток $I_i = de_i/dt$, а под Д. ф. величину $R = \sum R_i \dot{e}_i^2/2$, где R_i — омическое сопротивление i-го контура. Тогда диссипативный член в правой части ур-ния Лагранжа будет равен $Q_i^{(R)} = -\partial R/\partial \dot{e}_i$. Он характеризует в данном случае переход энергии упорядоченного тока в джоулеву теплоту.

Понятие о Д. ф. используется при изучении движения диссипативных систем, в частности для учёта влияния сопротивлений на малые колебания системы около её положения равновесия, для исследования затухания колебаний в упругой среде, для учёта тепловых потерь при затухании колебаний электрич. тока в системе контуров и др.

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986; их же, Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; их же, Механика, 3 изд., М., 1973; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982.

С. М. Тарг.

ДИССИПАТИ́ВНЫЕ СИ́ЛЫ — силы, при действии к-рых на движущуюся механич. систему её полная механич. энергия убывает, переходя в другие, немеханич. формы энергии, напр. в теплоту (см. *Диссипативные системы*). Примеры Д. с.— силы вязкого или сухого трения.

ДИССИПАТИ́ВНЫЕ СИСТЕ́МЫ — динамич. системы, у к-рых энергия упорядоченного процесса переходит в энергию неупорядоченного процесса, в конечном счёте — в тепловую. В механич. Д. с. полная энергия (сумма кинетической и потенциальной) при движении непрерывно уменьшается (рассеивается), переходя в другие, немеханич. формы энергии (напр., в теплоту). Примеры Д. с.: твёрдые тела, между к-рыми действуют силы сухого или жидкостного трения; вязкая (или упруговязкая) среда, в к-рой напряжения зависят от скоростей деформаций; колебания электрич. тока в системе контуров, затухающие при наличии омического сопротивления из-за перехода энергии в джоулеву теплоту, и т. д. Практически все системы, с к-рыми приходится реально сталкиваться в земных условиях, являются Д. с. Рассматривать их как консервативные, т. е. как системы, в к-рых механич. энергия сохраняется, можно лишь в отд. случаях, приближённо отвлекаясь от ряда реальных свойств системы. Д. с. изучаются с макроскопич. точки зрения термодинамикой неравновесных процессов, с микроскопической — статистич. механикой неравновесных процессов или физической кинетикой.

Движение механич. Д. с. исследуют с помощью обычных ур-ний динамики для систем материальных точек, твёрдых тел или сплошных сред, включая в число действующих сил т. н. диссипативные силы или силы сопротивления. Однако интегрирование получающихся ур-ний бывает в большинстве случаев связано со значит. трудностями, особенно когда зависимость диссипативных сил от характеристик движения (напр., от скоростей) не выражается в простой аналитич. форме или когда точное решение задачи связано с необходимостью одновременно интегрировать уравнения движения среды и тела, движущегося в этой среде (задачи о движении тел в воде или воздухе, о пробивании брони и т. п.).

Изучение движения Д. с. значительно упрощается, когда скорости механич. перемещений настолько малы, что диссипативные силы можно считать линейными ф-циями обобщённых скоростей. В этих случаях диссипация энергии может быть охарактеризована т. н. диссипативной функцией, численно равной половине полной механич. энергии системы, рассеивающейся в единицу времени, и диссипативные силы могут быть просто выражены через эту ф-цию.

Лит. см. при ст. *Динамика*, *Диссипативная функция*, *Кинетика физическая*, *Термодинамика неравновесных процессов*. *С. М. Тарг.*

ДИССИПАТИ́ВНЫЕ СТРУКТУ́РЫ — устойчивые пространственно неоднородные структуры, возникающие в результате развития неустойчивостей в однородной неравновесной *диссипативной среде*. Термин предложен И. Пригожиным (I. Prigogine). Примером Д. с. могут служить ячейки Бенара (чередование восходящих и нисходящих конвекционных потоков в жидкости), страты в плазме, неоднородные распределения концентраций в хим. реакторах, перистые облака и др. явления. Основы общей теории Д. с. сформулированы А. Тьюрингом (A. Turing) в 1952.

Простейшие модели Д. с. описываются двумя динамич. переменными x, y, зависящими от времени t и одной пространственной координаты r:

$$\frac{\partial x}{\partial t} = P(x,\ y) + D_x \frac{\partial^2 x}{\partial r^2}, \qquad (*)$$
$$\frac{\partial y}{\partial t} = Q(x,\ y) + D_y \frac{\partial^2 y}{\partial r^2}.$$

Система (*) описывает кинетику нелинейных процессов (физ., хим., биол. и т. д.) с учётом миграции компонент x и y (в частности, за счёт диффузии) в соседние области пространства. Величины D_x и D_y — коэф. диффузии, нелинейные ф-ции $P(x, y)$ и $Q(x, y)$ описывают прирост и убыль компонент x и y. Если Д. с. образуются на отрезке длины L ($0 \leqslant r \leqslant L$) с непроницаемыми концами, граничные условия имеют вид $\partial x/\partial r = \partial y/\partial r = 0$ при $r=0$, L. Образование Д. с. возможно при след. условиях. 1) Одна из переменных (напр., x) является «автокаталитической», другая (y) — «демпфирующей». Это значит, что в системе, линеаризованной вблизи стационарного состояния $\bar{x}$, $\bar{y}$ [такого, что $P(\bar{x},\ \bar{y}) = Q(\bar{x},\ \bar{y}) = 0$], величина $\partial P/\partial x|_{\bar{x},\,\bar{y}}$ положительна, а величина $\partial Q/\partial y|_{\bar{x},\,\bar{y}}$ отрицательна. Величины $\partial P/\partial y$ и $\partial Q/\partial x$ также должны иметь разные знаки. Такие условия выполняются лишь в термодинамически неравновесных *открытых системах*; согласно терминологии Пригожина, они относятся к области «нелинейной термодинамики». 2) Коэф. диффузии автокатализатора должен быть меньше коэф. диффузии для демпфера (т. е. $D_x < D_y$).

При выполнении условий (1) и (2) однородное стационарное состояние $x=\bar{x}$, $y=\bar{y}$ может терять устойчивость по отношению к гармонич. возмущениям с определённой длиной волны, соизмеримой с L. Значения параметров системы (*), при к-рых декремент затухания упомянутых возмущений обращается в нуль, наз. бифуркационными, а само явление — *бифуркацией* Тьюринга. Система отбирает из внеш. возмущений огранич. число гармонич. мод (в предельном случае одну), к-рые могут нарастать. Их нарастание стабилизируется нелинейными членами ф-ций $P(x,\ y)$ и $Q(x,\ y)$. При значениях параметров, близких к бифуркационным, образуется плавная гармонич. Д. с. Вдали от точки бифуркации возникают контрастные Д. с., к-рые состоят из узких участков резкого изменения автокаталитич. переменной x, чередующихся с широкими участками плавного изменения переменных. При обратном соотношении между коэф. диффузии ($D_x \gg D_y$) в системе возникают *автоволны*. Все изученные модели Д. с. разбиваются на два класса, к-рые можно привести в соответствие с катастрофами типа «складка» и «сборка» (см. *Катастроф теория*). Класс Д. с. определяется числом экстремумов ф-ции $\tilde{y}(x)$, являющейся решением ур-ния $P(x,\ \tilde{y}) = 0$.

В случае одного экстремума (складка) контрастная Д. с. состоит из ряда узких «пиков» автокаталитич. переменной $x(r)$, разделённых длинными участками плавного изменения обеих переменных. Если имеется два экстремума (сборка), то возможно образование контрастных Д. с. ступенчатой формы, состоящих из широких участков повышенного и пониженного содержания автокатализатора; узкие границы между ними — фронты резкого изменения $x(r)$.

На отрезке длины L может существовать несколько (много) разл. периодич. Д. с., реализация каждого решения зависит от истории возникновения Д. с. Контрастные Д. с. весьма чувствительны к малым неоднородностям пространства, поэтому могут возникать достаточно стабильные непериодич. Д. с. (в к-рых длины плавных участков различны). Теорию Д. с. используют для качественного описания явлений самоорганизации в природе. В частности, в *биофизике* её применяют для описания спонтанного возникновения структуры при развитии организма (морфогенез), пространственно неоднородного распределения особей в экологии и структуры колоний у ряда микроорганизмов. Теория Д. с. входит как существ. часть в *синергетику* и теорию автоволн.

Лит.: Николис Г., Пригожин И., Самоорганизация в неравновесных системах, пер. с англ., М., 1979; Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г., Автоволновые процессы в распределенных кинетических системах, «УФН», 1979, т. 128, с. 625; Кернер Б. С., Осипов В. В., Стохастически неоднородные структуры в неравновесных системах, «ЖЭТФ», 1980, т. 79, с. 2218; Turing A. M., Chemical basis of morphogenesis, «Phil. Trans. Roy. Soc., Ser. B», 1952, v. 237, p. 37. *Д. С. Чернавский.*

ДИССИПА́ЦИЯ ЭНЕ́РГИИ (от лат. dissipatio — рассеяние) — переход части энергии упорядоченных процессов (кинетич. энергии движущегося тела, энергии электрич. тока и т. п.) в энергию неупорядоченных процессов, в конечном счёте — в теплоту. Системы, в к-рых энергия упорядоченного движения с течением времени убывает за счёт Д. э., переходя в др. виды энергии, напр. в теплоту или излучение, наз. диссипативными. Для учёта процессов Д. э. в таких системах при определ. условиях может быть введена *диссипативная функция*. Если Д. э. происходит в замкнутой системе, то энтропия системы возрастает. Д. э. в *открытых системах*, обусловленная процессами уноса энергии из системы, напр. в виде излучения, может приводить к уменьшению энтропии рассматриваемой системы при увеличении полной энтропии системы и окружающей среды. Это, в частности, обеспечивает важную роль процессов Д. э. в уменьшении уд. энтропии вещества на стадиях образования галактик и звёзд в теории горячей Вселенной. *М. Ю. Хлопов.*

ДИССОЦИАТИ́ВНОЕ РАВНОВЕ́СИЕ — состояние газа (или разбавленного раствора), в к-ром имеет место равенство скоростей реакций распада (диссоциации) молекул и обратных реакций их воссоединения (рекомбинации) из атомов и(или) радикалов. Понятие о Д. р. используется преим. в астрофизике, где обычно приходится иметь дело с гомогенной газовой средой. Д. р. является частным выражением понятия химического равновесия.

В газе, состоящем из n компонентов, образованных m хим. элементами, может протекать $n-m$ независимых реакций, т. е. реакций, не сводимых к линейным комбинациям др. реакций. Систему независимых реакций образуют, в частности, реакции диссоциации всех входящих в газовую смесь молекул на составляющие их атомы. Условие хим. равновесия — равенство скоростей прямых и обратных реакций — может быть выражено в виде *действующих масс закона*, записанного для каждой из независимых реакций:

$$\prod_i p_i^{\nu_i} = K_p(T), \quad i=1,\ 2,\ \ldots\ n, \qquad (1)$$

где p_i — парциальные давления компонентов, ν_i — их стехиометрич. коэф., K_p — константа хим. равновесия (константа диссоциации), зависящая только от темп-ры T. Величина K_p определяется изменением энергии Гиббса в результате реакции:

$$RT \ln K_p = -\sum_i \nu_i G_i^\circ, \qquad (2)$$

где G_i° — энергия Гиббса i-го компонента, R — универсальная газовая постоянная. Значок $^\circ$ означает, что соответствующая величина определена для вещества в стандартном состоянии. Стандартным состоянием для газообразного вещества при данной темп-ре T является состояние гипотетич. идеального газа с темп-рой T при давлении $p=1$ атм. Поскольку $G_i^\circ = H_i^\circ(T) - TS_i^\circ(T)$, где H_i° — энтальпия i-го компонента, S_i° — его энтропия, то:

$$R \ln K_p = \sum_i \nu_i \Phi_i^\circ(T) - \sum_i \nu_i H_i^\circ(0)/T, \qquad (3)$$

где $\Phi_i^\circ(T) = -[G_i^\circ(T) - H_i^\circ(0)]/T$ — т. н. приведённая энергия Гиббса, к-рая может быть вычислена, если известна полная статистич. сумма Q_i для соответствующего компонента $\Phi_i^\circ(T) = R \ln Q_i/N$, где N — число Авогадро. Величины $\Phi_i^\circ(T)$ рассчитаны для мн. веществ. Для вычисления $\sum_i \nu_i H_i^\circ(0)$ используются приводимые в справочниках величины $\Delta_f H_i^\circ(0)$ — энтальпии образования веществ из элементов в стандартных состояниях при $T=0$ К; в соответствии с законом Гесса: $\sum_i \nu_i H_i^\circ(0) = \sum_i \Delta_f H_i^\circ(0)$.

Существует неск. способов отыскания равновесного хим. состава газа с помощью констант диссоциации независимых реакций. Часто используется метод, в к-ром сначала определяют парциальные давления свободных атомов. Для этого составляется m ур-ний баланса массы:

$$\sum_i a_{ij} p_i = \bar{p}_j \equiv b_j RT, \qquad (4)$$

где a_{ij} — число атомов элемента j в молекуле сорта i, p_i — парциальное давление этих молекул, b_j — полное число молей элемента j в смеси, $\bar{p}_j$ — «фиктивное» давление элемента j, т. е. то парциальное давление соответствующих свободных атомов, к-рое имело бы место при полной диссоциации всех содержащих данный элемент молекул. С помощью соответствующих констант диссоциации давление p_i в ур-ниях (4) может быть выражено через парциальные давления p_j составляющих элементов, находящихся в свободноатомном состоянии. В результате из (4) получим систему нелинейных алгебраич. ур-ний для p_j. Определив из этой системы все p_j, можно вычислить p_i для любого интересующего нас сорта молекул, составляя соответствующие ур-ния диссоциации (1). При расчётах Д. р. качественный состав газовой смеси должен быть задан заранее, и от исследователя требуется определ. интуиция, чтобы не упустить важных соединений, к-рые могут связать существ. часть атомов того или иного элемента и тем самым повлиять на равновесное содержание др. соединений.

Более общий метод нахождения равновесного состава газовой смеси основан на том факте, что при равновесии в заданных условиях достигает экстремума нек-рая термодинамич. ф-ция. В особенно часто встречающемся случае, когда равновесие осуществляется при постоянных T и p, минимизируется энергия Гиббса газовой смеси:

$$G(x_1,\ x_2,\ \ldots,\ x_n) = \sum_i x_i \left(-\frac{\Phi^\circ(T)}{R} + \frac{\Delta_f H^\circ(0)}{RT} + \ln \frac{x_i}{\sum_i x_i} + \ln p \right), \qquad (5)$$

где n — число компонентов, x_i — число молей i-го компонента в смеси. Для определения равновесных значений x_i необходимо найти минимум ф-ции (5) при условии баланса массы (4). Для решения этой задачи разработаны эффективные вычислит. методы.

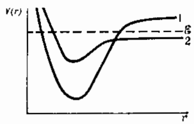
Методы, аналогичные изложенным, позволяют исследовать и более общие случаи хим. равновесия, напр. определять концентрации не только нейтральных, но и заряж. газов и кол-ва веществ в конденсиров. фазах.

Расчёты Д. р. звёздных атмосфер, выполняемые с кон. 20-х гг., позволили объяснить осн. характеристики спектров холодных звёзд, в частности разделение спектральной последовательности в области холодных звёзд на «кислородную» и «углеродную» ветви (см. *Спектральные классы*), особенности изменения интенсивности молекулярных полос вдоль спектральной последовательности, различия молекулярных спектров звёзд гигантов и карликов и др.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Термодинамические свойства индивидуальных веществ, под ред. В. П. Глушко, 3 изд., т. 1—4, М., 1978—82; White W. B., Johnson S. M., Dantzig G. B., Chemical equilibrium in complex mixtures, «J. Chem. Phys.», 1958, v. 28, p. 751. *В. С. Стрельницкий.*

ДИССОЦИАЦИЯ МОЛЕКУЛЫ (от лат. dissociatio — разделение, разъединение) — распад молекулы на две или неск. частей — свободные радикалы, ионы или др. молекулы. Д. м. возникает под воздействием тепла, света, электрич. поля и т. д., в соответствии с этим различают тепловую (термич.), фотохим. Д. м. и т. д. При тепловой Д. м. молекулы распадаются либо на свободные радикалы, имеющие неспаренные электроны (напр., $CH_3{-}OH \rightarrow CH_3^- + OH^+$), либо на разные молекулы или атомы (напр., $H_2O \rightarrow H_2 + O$). Продуктами фотохим. Д. м. являются атомы или свободные радикалы в основном или возбуждённом электронных состояниях (напр., $CH_3I + h\nu \rightarrow CH_3 + I$; ν — частота внеш. излучения). Д. м. в полярных растворителях наз. электролитической диссоциацией.

Д. м. чаще всего — процесс обратимый, характеризуемый константой равновесия диссоциации $K_Д$. Отношение числа диссоциировавших молекул к общему числу молекул наз. степенью диссоциации. Энергия, требуемая для диссоциации одной молекулы в свободном состоянии (в идеальном газе) при 0К, наз. энергией диссоциации. Энергия диссоциации характеризует прочность *химической связи*



Условия возникновения предиссоциации. Кривые потенциальной энергии, соответствующие электронным состояниям *1* и *2*, пересекаются. В состоянии *2* энергия попадает в область непрерывного спектра. $\mathcal{E}$ — энергия нек-рого колебательного уровня устойчивой молекулы в электронном состоянии *1*. При переходе *1→2* происходит предиссоциация молекулы.

и измеряется методом электронного удара, калориметрически, из исследования термодинамич. равновесий, а также с помощью спектроскопич. и кинетич. методов.

Энергия Д. м. определяется видом *потенциальной поверхности* молекулы. В случае двухатомной молекулы зависимость потенц. энергии U от межъядерного расстояния r для осн. электронного состояния молекулы обычно удовлетворительно описывается кривой Морзе:

$$U(r) = D\,\{1 - \exp[-a(r - r_0)]\}^2,$$

где r_0 — равновесное межъядерное расстояние, D —

энергия диссоциации, a — параметр, характеризующий крутизну потенц. ямы (см. *Межатомное взаимодействие*).

В случае пересечения кривых потенц. энергии двух электронных уровней (обычно основного и возбуждённого) наблюдается предиссоциация (рис.). Если $\mathscr{E}$ — нек-рый колебат. уровень энергии устойчивой молекулы в состоянии *1* расположен так, как показано на рис., то при переходе из состояния *1* в состояние *2* произойдёт самопроизвольный распад молекулы. В результате предиссоциации осн. уровень энергии, соответствующий кривой *1*, обладает конечной продолжительностью жизни и, следовательно, «размывается», т. е. уширяется. *В. Г. Дашевский.*

ДИСТО́РСИЯ (от лат. distorsio, distortio — искривление) — одна из аберраций оптич. систем, заключающаяся в искажении изображения, даваемого оптич. системой вследствие неодинакового линейного увеличения различных частей изображения. Подробнее см. *Аберрации оптических систем.*

ДИСТО́РСИЯ механическая — изменение взаимного расположения материальных точек среды (тела), вызванное внеш. воздействием или внутр. силами и включающее *деформацию*. Если $u_i(x_1, x_2, x_3)$ — координаты вектора перемещения нек-рой точки $M(x_1, x_2, x_3)$ в прямоугольной прямолинейной системе координат $Ox_1x_2x_3$, то количественной мерой Д. является тензор Д. $d_{ij} = \partial u_i/\partial x_j$. При $|d_{ij}| \ll 1$ Д. наз. малой. Симметричная часть тензора малой Д. $(d_{ij}+d_{ji})/2 = \varepsilon_{ij}$ есть тензор малой деформации; антисимметричная часть $(d_{ij}-d_{ji})/2$ определяет поворот окрестности рассматриваемой точки M как абсолютно твёрдого тела. Понятие Д. используется в механике сплошной среды. *В. С. Ленский.*

ДИФРАКЦИО́ННАЯ ДИССОЦИА́ЦИЯ — процесс неупругого соударения адронов и атомных ядер, в результате к-рого возбуждается один из адронов без изменения внутр. состояния другого либо возбуждаются оба партнёра соударения (двойная Д. д.). Простейшие примеры Д. д.— процесс развала быстрого дейтрона, $d \to p + n$, и превращение $\pi \to 3\pi$ при рассеянии d и π на атомных ядрах с малыми передачами импульса.

Феноменологически к Д. д. относят такие неупругие и *множественные процессы* с участием адронов, к-рые характеризуются след. свойствами: а) дифференц. сечения сильно вытянуты вперёд, осн. часть процесса связана с малыми передачами импульса; б) сечения почти не зависят от энергии, увеличиваясь при совсем высоких энергиях [$\geq$100 ГэВ в лаб. системе (л. с.)] пропорционально $\ln(s/s_0)$, где $\sqrt{s}$ — энергия в системе центра инерции (с. ц. и.) сталкивающихся частиц, a s_0 — постоянная величина размерности квадрата энергии; в) между группами частиц в конечном состоянии имеется большой незанятый интервал по *быстротам*; г) сечения с участием частиц и античастиц на заданной мишени равны между собой; д) в t-канале (где t — квадрат переданного 4-импульса) преобладают обмены *помероном*; е) дифракц. амплитуды факторизуются, т. е. отношение амплитуд для процессов $A+B \to A'+B'$ и $C+B \to C'+B'$ не зависит от типа частиц B и B'; ж) в вершинах превращения $A \to A'$ и $B \to B'$ возможен обмен, удовлетворяющий правилу $P_A = P_{A'}(-1)^{J_A - J_{A'}}$, где P — чётность, а J — спин частиц.

В процессе одиночной Д. д. распределение по массам M_X образующейся системы имеет пик у порога, само распределение занимает огранич. интервал масс — наклон дифракц. конуса дифференц. сечения Д. д. сильно зависит от M_X. Экспериментально при Д. д. протона величина наклона сечения меняется от 20 ГэВ$^{-2}$ до 4 ГэВ$^{-2}$ при изменении M_X от 1,2 ГэВ до значений $M_X \geq 1{,}6$ ГэВ (используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). В области масс, бо́льших чем в области образования резонансов, наклон определяется формфактором вершины, в к-рой не происходит рождения частиц.

Так же, как и для (упругого) *дифракционного рассеяния*, рассмотрение процессов Д. д. возможно как в s-канале, когда изучаются переходы между собственными (диагональными) состояниями рассеяния (т. е. состояниями, к-рые только поглощаются и рассеиваются упруго), так и в t-канале, когда процесс определяется свойствами систем, к-рыми адроны обмениваются при столкновении.

В картине s-канала Д. д. может быть сведена к дифракц. рассеянию собств. состояний, на к-рые можно разложить начальные и конечные состояния. В процессе рассеяния эти состояния по-разному поглощаются мишенью, что приводит к изменению волновой ф-ции в конечном состоянии. Такая перестройка полной волновой ф-ции налетающего адрона и обусловливает Д. д. В кварк-партонной картине (см. *Партоны*) Д. д. происходит в результате флуктуации партонов как по числам заполнения, так и по поперечному и продольному импульсам. При этом предполагается, что только медленные партоны ответственны за их взаимодействие. Модели, связанные с *квантовой хромодинамикой*, объясняют процессы Д. д. обменом двумя глюонами.

Для величины сечения Д. д. справедливо неравенство

$$\sigma_D \leq {}^1/_2\sigma_{tot} - \sigma_s$$

(предел Памплина; J. Pumplin, 1973). Здесь σ_{tot} — полное сечение, σ_s — сечение дифракц. рассеяния. Эксперим. данные при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ «насыщают» неравенство, приводя к значению ок. 13,5 мб для суммы сечения однократной и двойной Д. д. Таким образом, Д. д. и дифракц. рассеяние в сумме составляют приблизительно половину полного сечения.

В картине t-канала процесс упругой дифракции (дифракц. рассеяния) может быть представлен графиком, изображённым на рис. 1 (волнистой линией помечен обмен доминирующим при высоких энергиях помероном $\mathbb{P}$ — носителем квантовых чисел вакуума). Однократной Д. д. соответствует диаграмма на рис. 2, где возбуждение происходит только в одной вершине. Двойной Д. д. соответствует диаграмма на рис. 3, когда возбуждение имеет место в обеих вершинах взаимодействия. Процессу $A+B \to A+B+X$ (где X — совокупность рождённых адронов) с двойным обменом помероном соответствует диаграмма на рис. 4. Описание последнего процесса с помощью обмена двумя померонами возможно при значительно больших энергиях, чем для процессов, представленных диаграммами на рис. 1—3.

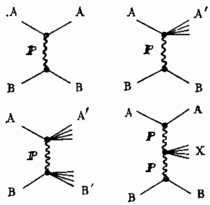


Рис. 1. Рис. 2. Рис. 3. Рис. 4.

Условие когерентности при соударении адронов высоких энергий (с адронами и атомными ядрами) является синонимом дифракции. Если изменение импульса падающего адрона (массы m), умноженного на продольный радиус взаимодействия, не превышает единицы, то конечная волновая ф-ция остаётся когерентной начальной волновой ф-ции и происходит дифракция. Для Д. д. протона это приводит к ограничению на область масс M_X образовавшейся системы частиц: $M_X^2/s<0{,}1$. В зависимости сечения инклюзивной Д. д. при малых передачах импульса от M_X^2 видны известные возбуждения нуклона (рис. 5). Поведение инклюзивных сечений для диссоциации протона как M_X^{-2} связано со вкладом т. н. трёхпомеронного взаимодействия (см. *Редже полюсов метод*).

Двойную Д. д. кинематически можно выделить, рассматривая распределения образовавшихся частиц по быстротам. Вылетающие в процессе двойной Д. д. части-

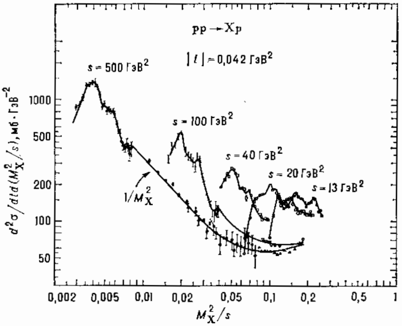


Рис. 5. Зависимость инвариантного дифференциального сечения $d^2\sigma/dtd(M_X^2/s)$ для процесса pp→Xp при $|t|=0{,}042$ ГэВ^2 от M_X^2/s при различных значениях s. С увеличением энергии область резонансов сдвигается к меньшим значениям M_X^2/s, тогда как большие массы входят в область дифракции и сечения изменяются $\sim 1/M_X^2$ (разные значки — результаты различных экспериментов).

цы концентрируются на краях интервала быстрот, а расстояние по быстротам между группами частиц (кластерами) должно быть больше нек-рого мин. значения. В отличие от распределения по массам, распределение по $|t|$ в Д. д. более пологое.

Двойной померонный обмен экспериментально недостаточно изучен. Критич. проверкой природы обмена двумя померонами было бы установление массового спектра центр. кластера, к-рый должен характеризоваться изоспином $I=0$ и спином и чётностью $J^P=0^+$, 2^+, 4^+, . . . В массовом спектре не должно быть одиночных векторных мезонов. Однако на опыте они наблюдаются, вследствие чего возникает вопрос о самом существовании двойного обмена померонами при достигнутых на ускорителях энергиях частиц.

Лит.: Померанчук И. Я., Собр. науч. трудов, т. 3, М., 1972, с. 141—247; Мухин С. В., Царёв В. А., Дифракционное возбуждение протонов на протонах и дейтронах при высоких энергиях и малых переданных импульсах, «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, с. 989; Николаев Н. Н., Кварки во взаимодействиях лептонов, фотонов и адронов высокой энергии с ядрами, «УФН», 1981, т. 134, с. 369. *Л. И. Лапидус.*

ДИФРАКЦИОННАЯ РАСХОДИМОСТЬ — уширение светового (волнового) пучка за счёт дифракции света на краях диафрагм, оправ, отверстий и т. п. Д. р. пропорциональна длине световой волны λ и обратно пропорциональна радиусу r_0 диафрагмы. В угловой мере Д. р. когерентного излучения $\theta_д=\kappa\lambda/r_0$, где κ — коэф., зависящий от распределения интенсивности на апертуре излучателя (напр., для круглого отверстия, освещённого плоской волной, $\kappa=0{,}61$). На расстоянии $z>r_0^2/\lambda$ от апертуры радиус пучка $r_z=\theta_д z$. Угловая Д. р. частично когерентного излучения превосходит $\theta_д$ примерно в r_0/r_k раз, где r_k — длина когерентности. В линейной однородной среде Д. р. принципиально неустранима, она ограничивает разрешающую способность оптич. приборов, концентрацию энергии в фокусе линзы и энергию, передаваемую от излучателя к приёмнику с конечной апертурой. Д. р. может быть скомпенсирована волноводным режимом распространения (см. *Световод*) или нелинейными эффектами (см. *Самофокусировка света*).

Лит. см. при ст. *Дифракция света.* *В. А. Выслоух.*

ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЁТКА — оптич. элемент, представляющий собой совокупность большого числа регулярно расположенных штрихов (канавок, щелей, выступов), нанесённых тем или иным способом на плоскую или вогнутую оптич. поверхность. Д. р. используется в спектральных приборах в качестве диспергирующей системы для пространственного разложения эл.-магн. излучения в спектр. Фронт световой волны, падающей на Д. р., разбивается её штрихами на отдельные когерентные пучки, к-рые, претерпев дифракцию на штрихах, интерферируют (см. *Интерференция света*), образуя результирующее пространственное распределение интенсивности света — спектр излучения.

Существуют о т р а ж а т е л ь н ы е и п р о з р а ч н ы е Д. р. На первых штрихи нанесены на зеркальную (металлич.) поверхность, и результирующая интерференционная картина образуется в отражённом от решётки свете. На вторых штрихи нанесены на прозрачную (стеклянную) поверхность, и интерференц. картина образуется в проходящем свете.

Если штрихи нанесены на плоскую поверхность, то такие Д. р. наз. плоскими, если на вогнутую — вогнутыми. В современных спектральных приборах используются как плоские, так и вогнутые Д. р., гл. обр. отражательные.

Плоские отражательные Д. р., изготовляемые с помощью спец. делительных машин с алмазным резцом, имеют прямолинейные, строго параллельные друг другу и эквидистантные штрихи одинаковой формы, к-рая определяется профилем режущей грани алмазного резца. Такая Д. р. представляет собой периодич. структуру с пост. расстоянием d между штрихами (рис. 1), к-рое наз. периодом Д. р. Различают амплитудные и фазовые Д. р. У первых периодически изменяется коэфф. отражения или пропускания, что вызывает изменение амплитуды падающей световой волны (такова решётка

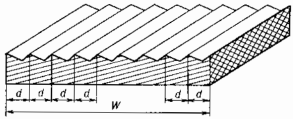


Рис. 1. Схема одномерной периодической структуры плоской дифракционной решётки (сильно увеличено): d — период решётки; W — длина нарезной части решётки.

из щелей в непрозрачном экране). У фазовых Д. р. штрихам придаётся спец. форма, к-рая периодически изменяет фазу световой волны.

Если на плоскую Д. р. падает параллельный пучок света, ось к-рого лежит в плоскости, перпендикулярной к штрихам решётки, то, как показывает расчёт, получающееся в результате интерференции когерентных пучков от всех N штрихов решётки пространственное (по углам) распределение интенсивности света (в той же плоскости) может быть представлено в виде произведения двух ф-ций: $J_N \cdot J_g$. Ф-ция J_g определяется дифракцией света на отд. штрихе, ф-ция J_N обусловлена интерференцией N когерентных пучков, идущих от штрихов решётки, и связана с периодич. структурой Д. р. Ф-ция J_N для данной длины волны λ определяется периодом решётки d, полным числом штрихов решётки N и углами, образованными падающим (угол ψ) и дифрагированным (угол φ) пучками с нормалью к решётке (рис. 2), но не зависит от формы штриков. Она имеет вид $J_N=(\sin N\theta/\sin\theta)^2$, где $\theta=\pi\Delta/\lambda$, $\Delta=d(\sin\psi+\sin\varphi)$ — разность хода между когерентными параллельными пучками, идущими под углом φ от соседних штрихов Д. р.: $\Delta=AB+AC$ (см. рис. 2, *а* — для фазовой отражательной Д. р., 2, *б* —

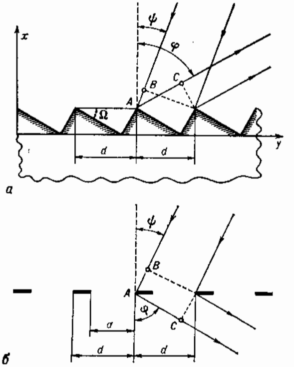


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая принцип действия дифракционной решётки: *а* — фазовой отражательной, *б* — амплитудной щелевой.

для амплитудной щелевой решётки). Ф-ция J_N — периодич. ф-ция с резкими интенсивными гл. максимумами и небольшими вторичными максимумами (рис. 3, *а*). Между соседними гл. максимумами расположено $N-2$

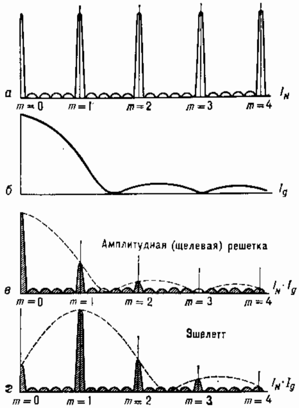


Рис. 3. Интерференционные функции дифракционной решётки.

вторичных максимумов и $N-1$ минимумов, где интенсивность равна нулю. Положение гл. максимумов определяется из условия $\sin\theta_{\text{макс}}=0$ или $\theta_{\text{макс}}=\pm m\pi$, где $m=0, 1, 2, \ldots$ — целое число. Откуда

$$\Delta=d(\sin\psi+\sin\varphi_{\text{макс}})=\pm m\lambda,$$

т. е. гл. максимумы образуются в направлениях, когда разность хода между соседними когерентными пучками равна целому числу длин волн. Интенсивность всех главных максимумов одинакова и равна $J_{N\,\text{макс}}=N^2$, интенсивность же вторичных максимумов мала и не превышает $^1/_{23}$ от $J_{N\,\text{макс}}$.

Соотношение $d(\sin\psi+\sin\varphi_{\text{макс}})=\pm m\lambda$, называемое ур-нием решётки, показывает, что при заданном угле падения ψ направления на главный максимум $\varphi_{\text{макс}}$ зависят от длины волны λ, т. е. $\varphi_{\text{макс}}=f(\lambda)$; следовательно, Д. р. пространственно (по углам) разлагает излучение разл. длин волн. Если дифрагиров. излучение, идущее от решётки, направить в объектив, то в его фокальной плоскости образуется спектр. При этом одновременно образуется неск. спектров при каждом значении числа $m\neq0$, и величина m определяет порядок спектра. При $m=0$ (нулевой порядок спектра) спектр не образуется, т. к. условие $d(\sin\psi+\sin\varphi_0)=0$ выполняется для всех длин волн (гл. максимумы для всех длин волн совпадают). Из последнего условия при $m=0$ также следует, что $\varphi_0=-\psi$, т. е. что направление на

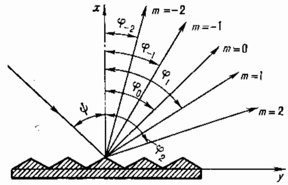


Рис. 4. Направления на спектры разных порядков.

максимум нулевого порядка определяется зеркальным отражением от плоскости решётки (рис. 4); падающий и дифрагированный пучки нулевого порядка расположены симметрично относительно нормали к решётке. По обе стороны от направления на максимум нулевого порядка расположены максимумы и спектры $m=\pm1$, $m=\pm2$ и т. д. порядков.

Вторая ф-ция J_g, влияющая на результирующее распределение интенсивности в спектре, обусловлена дифракцией света на отд. штрихе; она зависит от величин d, λ, ψ и φ, а также и от формы штриха — его профиля. Расчёт, учитывающий *Гюйгенса — Френеля принцип*, даёт для ф-ции J_g выражение

$$J_g=\mathscr{E}_0^2\int\exp\left[+ik(x\delta+y\mu)\right]dl\int\exp\left[-ik(x\delta+y\mu)\right]dl,$$

где $\mathscr{E}_0$ — амплитуда падающей волны, $k=2\pi/\lambda$ — волновое число; $\delta=\cos\psi+\cos\varphi$, $\mu=\sin\psi+\sin\varphi$, x и y — координаты точек на профиле штриха. Интегрирование ведётся по профилю штриха. Для частного случая плоской амплитудной Д. р., состоящей из узких щелей в непрозрачном экране (рис. 2, *б*) или узких отражающих полосок на плоскости, $J_g=\mathscr{E}_0^2a^2(\sin u)^2/u^2$, где $u=ka\mu/2$, a — ширина щелей (или отражающих полосок), и представляет собой дифракц. распределение интенсивности при дифракции Фраунгофера на щели шириной a (см. *Дифракция света*). Вид её приведён на рис. 3 (*б*). Направление на центр гл. дифракц. максимума ф-ции J_g определяется из условия $u=0$ или $\mu=\sin\psi+\sin\varphi=0$, откуда $\varphi_0=-\psi$, т. е. это направление определяется зеркальным отражением от плоскости Д. р., и, следовательно, направление на центр дифракц. максимума совпадает с направлением на нулевой — ахроматический — порядок спектра. Следовательно, макс. значение произведения обеих ф-ций $J_N\cdot J_g$, а потому и макс. интенсивность будут в спектре нулевого порядка. Интенсивность же в спектрах остальных порядков ($m\neq0$) будет соответственно меньше интенсивности в нулевом порядке (что схематически изображено на рис. 3, *в*). Это невыгодно при использовании амплитудных Д. р. в спектральных приборах, т. к. большая часть световой энергии, падающей на Д. р., направляется в нулевой порядок спектра, где нет спектрального разложения, интенсивность же спектров других и даже первого порядков мала.

Если штрихам Д. р. придать треугольную несимметричную форму, то у такой фазовой решётки ф-ция J_g также имеет дифракц. распределение, но с аргументом u, зависящим от угла наклона Ω грани штриха (рис. 2, *а*). При этом направление на центр дифракц. максимума определяется зеркальным отражением падающего пучка не от плоскости Д. р., а от грани штриха. Изменяя угол наклона Ω грани штриха, можно совместить центр дифракц. максимума ф-ции J_g с любым интерференционным гл. максимумом ф-ции J_N любого порядка $m \neq 0$, обычно $m=1$ (рис. 3, *г*) или $m=2$. Условие такого совмещения: углы ψ и $\varphi_{\text{макс}}$ должны одновременно удовлетворять соотношениям $d(\sin\psi+\sin\varphi_{\text{макс}})=m\lambda$ и $\psi+\varphi_{\text{макс}}=2\Omega$. При этих условиях спектр данного порядка $m \neq 0$ будет иметь наиб. интенсивность, а указанные соотношения позволяют определить необходимую величину Ω при заданных λ, d, ψ и m. Фазовые Д. р. с треугольным профилем штриха, концентрирующие бо́льшую часть (до 80 %) падающего на решётку светового потока в спектр ненулевого порядка, наз. *эшелеттами*. Угол, под к-рым происходит указанная концентрация падающего светового потока в спектр, наз. углом блеска Д. р.

Осн. спектроскопич. характеристики Д. р.— угловая дисперсия $d\varphi/d\lambda$, разрешающая способность $R=\lambda/\delta\lambda$ и область дисперсии $\Delta\lambda$ — определяются только свойствами ф-ции J_N, связанной с периодич. структурой Д. р., и не зависят от формы штриха.

Угл. дисперсию, характеризующую степень пространственного (углового) разделения лучей с разной длиной волны, для Д. р. получают, дифференцируя $d(\sin\psi+\sin\varphi)=m\lambda$; тогда $d\varphi/d\lambda=m/(d\cos\varphi)$, откуда следует, что при работе в заданном порядке спектра m величина $d\varphi/d\lambda$ тем больше, чем меньше период решётки. Кроме того, величина $d\varphi/d\lambda$ растёт с увеличением угла дифракции φ. Однако в случае амплитудной решётки увеличение угла φ приводит к уменьшению интенсивности спектра. В случае эшелетта можно создать такой профиль штриха, при к-ром концентрация энергии в спектре будет происходить при больших углах φ, в связи с чем удаётся создавать светосильные спектральные приборы с большой угл. дисперсией.

Теоретическая разрешающая способность Д. р. $R=\lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ — мин. разность длин волн двух монохроматич. линий (λ и $\lambda+\delta\lambda$) равной интенсивности, к-рые ещё можно различить в спектре. Как у всякого спектрального прибора, R Д. р. определяется спектральной шириной $\delta\lambda$ *аппаратной функции*, к-рой в случае Д. р. являются главные максимумы ф-ции J_N. Определив спектральную ширину $\delta\lambda$ этих максимумов, можно получить выражения для R в виде $R=mN=W(\sin\psi+\sin\varphi)/\lambda$, где $W=Nd$ — полная длина заштрихованной части Д. р. (рис. 1). Из выражения для R следует, что при заданных углах ψ и φ величина R может быть увеличена только за счёт увеличения размеров Д. р.— W. Величина R возрастает с увеличением угла дифракции φ, но медленнее, чем возрастает $d\varphi/d\lambda$. Выражение для R может быть также представлено в виде $R=D_\varphi d\varphi/d\lambda$, где $D_\varphi=W\cos\varphi$ — полная ширина параллельного дифрагиров. пучка, идущего от Д. р. под углом φ.

Область дисперсии Д. р.— величина спектрального интервала $\Delta\lambda=\lambda_2-\lambda_1$, при к-ром спектр данного порядка m не перекрывается со спектрами соседних порядков и, следовательно, имеет место однозначная связь между углом дифракции φ и λ. $\Delta\lambda$ определяется из условия $d(\sin\psi+\sin\varphi_{\text{макс}})=m\lambda_2=(m+1)\lambda_1$, откуда $\Delta\lambda=\lambda_2-\lambda_1=\lambda_1/m$. Для $m=1$ $\lambda_2=2\lambda_1$, т. е. область дисперсии охватывает интервал в одну октаву, напр. всю видимую область спектра от 800 до 400 нм. Выражение для $\Delta\lambda$ может быть также представлено в виде $\Delta\lambda=\lambda^2/[d(\sin\psi+\sin\varphi)]$, откуда следует, что величина $\Delta\lambda$ тем больше, чем меньше d, и зависит от угла φ, уменьшаясь (в отличие от $d\varphi/d\lambda$ и R) с увеличением φ.

Из выражений для $R=\lambda/\delta\lambda=mN$ и $\Delta\lambda=\lambda/m$ может быть получено соотношение $\Delta\lambda/\delta\lambda=N$. Для Д. р. различие между $\Delta\lambda$ и $\delta\lambda$ очень большое, т. к. у современных Д. р. полное число штрихов N велико ($N\sim10^5$ и больше).

Вогнутая Д. р. У вогнутых Д. р. штрихи нанесены на вогнутую (обычно сферическую) зеркальную поверхность. Такие решётки выполняют роль как диспергирующей, так и фокусирующей системы, т. е. не требуют применения в спектральных приборах входного и выходного коллиматорных объективов или зеркал, в отличие от плоских Д. р. При этом источник света (входная щель S_1) и спектр оказываются расположенными на окружности, касательной к решётке в её вершине, диаметр окружности равен радиусу кривизны R сферич. поверхности Д. р. (рис. 5). Этот круг наз.

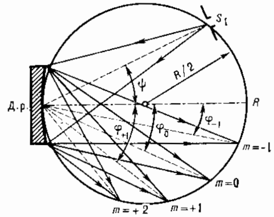


Рис. 5. Схема образования спектров вогнутой дифракционной решёткой на круге Роуланда.

кругом Роуланда. В случае вогнутой Д. р. из источника света (щели) на решётку падает расходящийся пучок света, а после дифракции на штрихах и интерференции когерентных пучков образуются результирующие световые волны, сходящиеся на круге Роуланда, где и располагаются интерференц. максимумы, т. е. спектр. Углы, образованные осевыми лучами падающего и дифрагированного пучков с осью сферы, связаны соотношением $d(\sin\psi+\sin\varphi_{\text{макс}})=\pm m\lambda$. Здесь также образуется неск. спектров разл. порядков, расположенных на круге Роуланда, к-рый является линией дисперсии. Поскольку ур-ние решётки для вогнутой Д. р. такое же, как и для плоской, то и выражения для спектроскопич. характеристик — угл. дисперсии, разрешающей способности и области дисперсии — оказываются совпадающими для решёток обоих видов. Выражения же для линейных дисперсий этих решёток различны (см. *Спектральные приборы*).

Вогнутые Д. р., в отличие от плоских, обладают *астигматизмом*, к-рый проявляется в том, что каждая точка источника (щели) изображается решёткой не в виде точки, а в виде отрезка, перпендикулярного к кругу Роуланда (к линии дисперсии), т. е. направленного вдоль спектральных линий, что приводит к значит. уменьшению интенсивности спектра. Наличие астигматизма также препятствует применению разл. фотометрич. приспособлений. Астигматизм можно устранить, если штрихи нанести на асферическую, напр. тороидальную вогнутую, поверхность или нарезать решётку не с эквидистантными, а с изменяющимися по нек-рому закону расстояниями между штрихами. Но изготовление таких решёток связано с большими трудностями, они не получили ещё широкого применения.

Голографические Д. р. В 1970-х гг. был разработан новый, голографический метод изготовления как плоских, так и вогнутых Д. р., причём у последних астигматизм может быть устранён в значит. области спектра. В этом методе плоская или вогнутая сферич. подложка, покрытая слоем спец. светочувствительного материала — *фоторезиста*, освещается двумя пучками когерентного лазерного излучения (с длиной волны λ_0), в области пересечения к-рых образуется стационарная интерференц. картина с косинусоидальным распределением интенсивности (см. *Интерференция света*), изменяющая фоторезистный материал в соответствии с изменением интенсивности в картине. После соответствующей обработки экспонированного фоторезистного слоя и нанесения на него отражающего покрытия получается голографич. фазовая отражат. решётка с косинусоидальной формой штриха, т. е. не является эшелеттом и потому обладает меньшей светосилой. Если освещение производилось параллельными пучками, образующими между собой угол 2α (рис. 6), а подложка плоская, то получается плоская эквидистантная голографич. Д. р. с периодом $d=\lambda_0/(2\sin\alpha)$, при сферич. подложке — вогнутая голографич. Д. р., эквивалентная по своим свойствам обычной нарезной вогнутой решётке. При освещении сферич. подложки двумя расходящимися пучками от источников, расположенных на круге Роуланда, получается голографич. Д. р. с криволинейными и неэквидистантными штрихами, к-рая свободна от астигматизма в значит. области спектра.

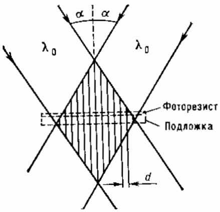


Рис. 6. Схема изготовления голографической дифракционной решётки.

Для каждой Д. р. с периодом d существует предельная длина волны света $\lambda_{макс}$ («красная граница»), для к-рой можно получить спектр ненулевого порядка. Она определяется из осн. ур-ния решётки $d(\sin\psi+$ $+\sin\varphi)=m\lambda$ при $m=1$, $\psi=\varphi=90°$ и равна $\lambda_{макс}=2d$. Это — теоретич. предел, т. к. работа при углах $\psi=$ $=\varphi=90°$ невозможна. Практически Д. р. можно использовать при $\psi\approx\varphi\approx75-80°$, при к-рых $\lambda_{макс}=(1{,}9-$ $-1{,}95)d$. Поэтому при работе в разл. областях спектра и небольших порядках спектра m используются Д. р. с разл. периодом, а следовательно разл. числом штрихов на 1 мм: в УФ-области — 3600÷1200 штрих/мм, в видимой области — 1200÷600 штрих/мм, в ИК-области спектра — 300÷1 штрих/мм. Со стороны коротких длин волн принципиальных ограничений нет, т. к. ур-ние решётки удовлетворяется и при $\lambda\ll d$, но при высоких порядках спектра. Кроме того, и при $\lambda\ll d$ возможна работа в малых порядках, если ψ и φ близки по величине, но разных знаков и ур-ние решётки имеет вид $d(\sin\psi-\sin\varphi_{макс})=m\lambda$.

Нарезные плоские Д. р. (эшелетты) применяются в широкой области спектра — от 1000 Å до 1—2 мм, вогнутые — в осн. в области спектра от 10 Å до 1000 Å и обычно при углах ψ и φ разных знаков и больших величинах самих углов (до 80°). Голографич. вогнутые Д. р. с компенсиров. астигматизмом используются как в УФ-, так и в видимой областях спектра.

Отражательные металлич. Д. р. (эшелетты) изменяют поляризацию падающего на них света. Это связано с различием в коэф. отражения световых волн, электрич. вектор к-рых направлен вдоль штрихов и перпендикулярен к ним.

Качество Д. р. определяется гл. обр. величиной интенсивности рассеянного света, обусловленного наличием мелких дефектов на гранях отд. штрихов, и интенсивностью «духов» — ложных линий, возникающих в спектре в результате нарушения строгой эквидистантности в расположении штрихов у нарезных Д. р. Преимуществом голографич. Д. р. по сравнению с нарезными являются отсутствие «духов» и меньшая интенсивность рассеянного света.

В рентг. области спектра ($\lambda<10$ Å) в качестве Д. р. используют разл. монокристаллы, у к-рых атомы и молекулы, расположенные в узлах кристаллич. решётки, образуют трёхмерную периодич. структуру (см. *Дифракция рентгеновских лучей*).

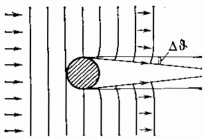
Для радиоволн ($\lambda>2$ мм) и акустич. волн используют различные проволочные и др. решётки, период к-рых должен быть соизмерим с длиной волны ($d\gtrsim\lambda$) (см. *Дифракция волн*).

Кроме спектральных приборов плоские оптич. Д. р.— эшелетты также используются в качестве одного из зеркал резонаторов лазеров с перестраиваемой частотой генерации.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Герасимов Ф. М., Современные дифракционные решетки, ч. 1, «Оптико-механическая промышленность», 1965, № 10, с. 33; Тараеов К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Лебедева В. В., Техника оптической спектроскопии, 2 изд., М., 1986; Малышев В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1979. *В. И. Малышев.*

ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ — специфич. упругое (без изменения энергии и внутр. состояния) рассеяние частиц адронами и атомными ядрами, способными поглощать налетающие частицы. Д. р. имеет волновую природу и обусловлено тем, что область поглощения искажает волновой фронт падающей на систему волны и приводит к распространению его в область геом. тени (рис. 1). При малых длинах волн де Бройля частицы ($\lambda\!\!\!^{-}=\hbar/p\ll R$, где R — радиус поглощающей системы,

Рис. 1. Иллюстрация к возникновению дифракционного рассеяния. Стрелки слева — падающая на поглощающую систему плоская волна, описывающая свободную частицу; вертикальные линии — фронт волны. В области поглощения волновой фронт искривляется, и волна попадает в область геометрической тени.



p — импульс налетающей частицы) Д. р. аналогично дифракции света на непрозрачном экране. В случае полного поглощения Д. р. является единств. механизмом упругого рассеяния. Характерные углы, на к-рые происходит Д. р., имеют величину $\Delta\vartheta\sim\lambda\!\!\!^{-}/R$ (это вытекает из соотношения неопределённостей, т. к. угол рассеяния $\Delta\vartheta\approx\Delta p_{\perp}/p$, где $\Delta p_{\perp}$ — изменение импульса частицы в направлении, перпендикулярном падающему пучку, связанное с R соотношением $\Delta p_{\perp}R\sim\hbar$).

Для рассеяния на полностью непрозрачном шаре радиуса R (напр., нейтронов на тяжёлых ядрах) амплитуда $f(\vartheta)$ Д. р. на угол ϑ и дифференц. сечение $d\sigma_s$ в элемент телесного угла do соответственно равны:

$$f(\vartheta)=iRJ_1(kR\vartheta)/\vartheta,$$

$$d\sigma_s=\sigma_1(\vartheta)\,do=|f(\vartheta)|^2\,do=R^2\,|J_1(kR\vartheta)/\vartheta|^2\,do,$$

где $k=1/\lambda\!\!\!^{-}$ — волновое число, а $J_1(x)$ — ф-ция Бесселя 1-го порядка (см. *Цилиндрические функции*), определяющая характерное осциллирующее угл. распределение $\sigma_s(\vartheta)$. Сечение $\sigma_s(\vartheta)$ сосредоточено в осн. в области малых углов рассеяния, $\vartheta\leqslant1/kR$, и быстро уменьшается к бóльшим ϑ. Оно характеризуется ярко выраженными максимумами и минимумами, совпадающими с экстремумами ф-ции Бесселя. Амплитуда Д. р. в этом случае чисто мнимая. Полные сечения Д. р. σ_s и неупругих процессов σ_{in} не зависят от энергии и равны между собой, а полное сечение $\sigma_{tot}=\sigma_s+\sigma_{in}=2\pi R^2$.

Осн. характеристики рассеяния сохраняются и для полупрозрачных ядер, к-рые наряду с поглощением характеризуются также преломлением падающей волны. Амплитуда $f(\vartheta)$ остаётся преобладающе мнимой, но содержит также действит. часть. Наличие действит. части в $f(\vartheta)$ и нерезкий край ядра приводят к нек-рому заполнению минимумов вблизи нулей ф-ции $J_1(kR\vartheta)$. Для Д. р. барионов на полупрозрачном ядре отлична от нуля поляризация. Она обращается в нуль в приближении дифракции на чёрном ядре.

Д. р. наблюдается и при рассеянии достаточно быстрых заряж. частиц и атомных ядер, к-рые могут поглощаться мишенями. При этом дифференц. сечение упругого рассеяния заметно отличается от *Резерфорда формулы*. При $\alpha = Z_1 Z_2 e^2/\hbar v \ll 1$ эта ф-ла справедлива в области углов рассеяния $\vartheta < \sqrt{2\alpha}/l_0$, где $l_0 = kR(1 - Z_1 Z_2 e^2/\mathscr{E}R)^{1/2}$, $Z_1 e$, $Z_2 e$ — заряды сталкивающихся ядер, а $\mathscr{E}$ и v — энергия и скорость падающей частицы. В области углов рассеяния $1/l_0 > \vartheta > \sqrt{2\alpha}/l_0$ сечение не зависит от ϑ. При бóльших ϑ появляются характерные дифракц. осцилляции. Если $\alpha \gg 1$, ф-ла Резерфорда справедлива при $\vartheta < 2\alpha/l_0$. Вблизи $\vartheta \sim 2\alpha/l_0$ сечение рассеяния уменьшается в α раз, а при бóльших ϑ носит дифракц. характер. Экспериментально эти свойства Д. р. отчётливо проявляются в упругом рассеянии атомных ядер ядрами мишени (см., напр., рис. 2).

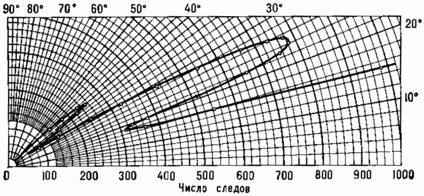


Рис. 2. Угловое распределение α-частиц с энергией 28 МэВ (в лабораторной системе) на ядрах ^{12}C. Положение дифракционных максимумов соответствует дифракционному рассеянию на ядре радиуса $R = 1{,}4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, A — атомный номер (по Ю. Л. Соколову).

При высоких энергиях адронов поглощение падающей волны, приводящее к Д. р., обусловлено интенсивным рождением частиц в соударениях, т. е. неупругими соударениями, а Д. р. характеризуется след. свойствами: 1) полные сечения взаимодействия медленно растут с увеличением энергии. Впервые этот факт был установлен для K^+p-взаимодействия (Протвино, СССР). Макс. энергия адронных столкновений на ускорителях достигнута для $\tilde{p}p$-системы. Полные сечения растут линейно с $\ln^2(s/s_0)$ (где s_0 — параметр размерности квадрата энергии) и составляют прибл. 42 мб при энергии в системе центра инерции (с. ц. и.) $\sqrt{s} = 20$ ГэВ и 63 мб при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (рис. 3).

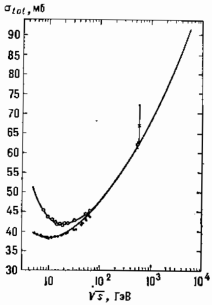


Рис. 3. Зависимость от энергии (в системе центра инерции) полных сечений pp- и $\tilde{p}p$-рассеяния (соответственно чёрные и светлые точки).

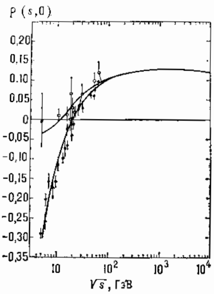


Рис. 4. Зависимость отношения ρ действительной части амплитуды рассеяния к мнимой её части от энергии в системе центра инерции для pp- и $\tilde{p}p$-рассеяния (соответственно чёрные и светлые точки).

2) Упругие сечения σ_s также растут с энергией и составляют небольшую часть (0,1—0,2) от полных сечений. Для $\tilde{p}p$-соударений значения σ_s/σ_{tot} меняются от 0,175 при $\sqrt{s} = 60$ ГэВ до 0,215 при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

3) Упругая амплитуда $f(s, t)$ [где t — квадрат переданного 4-импульса (в единицах $c = 1$)] доминирующе мнимая. В зависимости $\rho(s, 0) = \mathrm{Re} f(s, 0)/\mathrm{Im} f(s, 0)$ от энергии наблюдается общая закономерность. Выше 10 ГэВ в лаб. системе (л. с.) (что соответствует $\sqrt{s} \approx$ $\approx 4{,}4$ ГэВ) значения $\rho(s, 0)$ для $\pi^\pm p$-, $K^\pm p$-, pp- и $\tilde{p}p$-рассеяния медленно растут с энергией, являясь при меньших энергиях небольшой отрицат. величиной и меняя знак на положительный при энергии ок. 300 ГэВ ($\sqrt{s} \approx 24$ ГэВ) для pp-рассеяния и ок. 50—80 ГэВ ($\sqrt{s} \approx 10$—12 ГэВ) для мезон-нуклонных соударений. Вблизи $\sqrt{s} = 540$ ГэВ $\rho_{\tilde{p}p}(s, 0) \approx 0{,}1$ (рис. 4).

4) Дифференц. сечения Д. р. резко направлены вперёд пропорционально $\exp(-B|t|)$ при малых $|t|$, а величина наклона дифракц. конуса B зависит от типа рассеиваемых частиц и энергии. С увеличением энергии величина B медленно растёт, т. е. дифракц. конус сужается. В зависимости B от $|t|$ наблюдается изменение наклона вблизи $|t| = 1{,}5$ ГэВ^2, к-рому предшествует экспоненц. уменьшение сечения на 6 порядков (рис. 5).

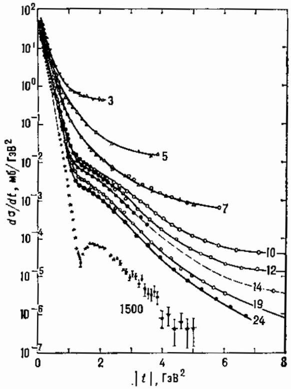


Рис. 5. Зависимость дифференциальных сечений упругого $\tilde{p}p$-рассеяния от квадрата переданного 4-импульса $|t|$ при различных значениях энергии (в лабораторной системе) $\mathscr{E}$ налетающей частицы. При небольших $|t|$ с ростом энергии происходит сужение дифракционного конуса (наклон конуса монотонно увеличивается). При $\mathscr{E} = 1500$ ГэВ появляется характерный для дифракционного рассеяния минимум в сечении вблизи $|t| = 1{,}5$ ГэВ^2.

5) Сечения взаимодействия разл. адронов A и B приблизительно факторизуются, так что $\sigma^2_{AB} = \sigma_{AA}\sigma_{BB}$.

Общее теоретич. рассмотрение приводит к выводу, что полные сечения адронных взаимодействий σ_{tot} не могут расти асимптотически с энергией быстрее, чем $\ln^2(s/s_0)$ (*Фруассара ограничение*). Справедливы след. ограничения:

$$\sigma_{tot} \leqslant c_1 \ln^2 (s/s_0);$$

$$\left.\frac{d\sigma_s}{dt}\right|_{t=0} < c_2 \ln^2 (s/s_0)\, \sigma_s;$$

$$|\rho(s, 0)| = \left|\frac{\mathrm{Re} f(s, 0)}{\mathrm{Im} f(s, 0)}\right| \leqslant c_3 \ln (s/s_0)\, \sigma_s^{1/2}/\sigma_{tot},$$

где c_1, c_2, c_3 — постоянные. Для дифракц. сечений взаимодействия выполняется *Померанчука теорема*, согласно к-рой асимптотич. сечения взаимодействия с заданной мишенью одинаковы для частиц и античастиц. Т. о., при высоких энергиях $\sigma^{pp}_{tot} = \sigma^{\tilde{p}p}_{tot}$, $\sigma^{\pi^+p}_{tot} = \sigma^{\pi^-p}_{tot}$ и т. д.

Д. р. адронов теоретически можно рассматривать в s-канале, когда упругое рассеяние возникает из-за поглощения падающей волны всеми открытыми неупругими конечными состояниями, и в t-канале, когда процесс определяется свойствами систем, к-рыми обмениваются сталкивающиеся адроны в процессе взаимодействия. При предельно высоких энергиях процесс определяется обменом доминирующим полюсом Редже — *помероном* (или особенностью Померанчука, назв. в честь И. Я. Померанчука) (см. рис. 1 в ст. *Дифракционная диссоциация*). В картине, связанной с обменом померонами, с увеличением энергии эффективный размер адрона растёт. Вследствие этого при высоких энергиях увеличивается наклон B, происходит сужение дифракц. конуса. В теории, приводящей к асимптотически постоянным сечениям, эффективные значения прицельных параметров b растут пропорционально $\sqrt{\ln(s/s_0)}$. В теории т. н. сверхкритич. померона, когда значение траектории Померанчука $\alpha_{\mathbb{P}}(t)$ при $t=0$ немного превышает единицу, размеры эффективных прицельных параметров растут пропорционально $\ln(s/s_0)$, т. е. так, как это предельно разрешается общими принципами квантовой теории поля (КТП).

В области энергий частиц до 1,5—2 ТэВ в л. с. ($\sqrt{s}\approx 50-60$ ГэВ) упругое рассеяние приближённо удовлетворяет т. н. геометрическому скейлингу. Это означает, что парциальная амплитуда рассеяния при заданном прицельном параметре зависит только от комбинации $b^2/B(s)$. Если справедлив геом. скейлинг, то отношения σ_s/σ_{tot}, σ_{tot}/B не зависят от энергии. При энергии $\sqrt{s}=540$ ГэВ для $p\tilde{p}$-рассеяния экспериментально найдены заметные отклонения от геом. скейлинга.

В теории сверхкритич. померона геом. скейлинг приближённо выполняется в широкой области энергий, но с ростом энергии нарушается и снова восстанавливается в асимптотике, что находится в соответствии с общими теоремами КТП. При этом в области справедливости геом. скейлинга $\rho(s, 0)$ приблизительно постоянно, $\rho(s, 0)\approx\pi\Delta/2$, а при асимптотич. энергиях уменьшается, $\rho(s, 0)\to 1/\ln(s/s_0)$.

Примером дифракц. процесса для пучка γ-квантов является *дельбрюковское рассеяние*. Дифракц. процессы определяют осн. черты комптон-эффекта на адронах и атомных ядрах при высоких энергиях, когда поглощение падающей волны связано с процессами фоторождения адронов. Для пучков заряженных и нейтральных лептонов процессы поглощения на мишенях и Д. р. сказываются слабее.

Лит.: Ахиезер А., Померанчук И., Некоторые вопросы теории ядра, 2 изд., М.— Л., 1950; Общие принципы квантовой теории поля и их следствия, под ред. В. А. Мещерякова, М., 1977; Alberi G., Goggi G., Diffraction of subnuclear waves, «Phys. Repts», 1981, v. 74, p. 1; Abarbanel H. D. I., Diffraction scattering of hadrons: the theoretical outlook, «Revs. Mod. Phys.», 1976, v. 48, p. 435. *Л. И. Лапидус.*

ДИФРАКЦИО́ННЫЙ ОТВЕТВИ́ТЕЛЬ — *дифракционная решётка* с определ. профилем штриха, используемая для ответвления от мощного лазерного пучка относительно малых долей энергии излучения. Выбором профиля дифракц. штриха можно сконцентрировать энергию дифрагиров. излучения в один из порядков дифракции (обычно нулевой) на уровне 0,9—0,95 от падающего на ответвитель светового потока. Эта осн. доля пучка используется по целевому назначению лазера. В др. порядки дифракции ответвляются от 10^{-2} до 10^{-6} доли от падающего на Д. о. излучения. Именно это ослабленное излучение используется обычно для измерения характеристик пучка. Достоинством Д. о. является возможность с помощью одного оптич. элемента формировать большое число измерит. каналов с достаточно широким диапазоном калиброванного деления и пространственного распределения ослабленного излучения. Угловое расстояние между соседними порядками определяется плотностью штрихов решётки и выбирается из соображений удобства размещения измерительно-диагностич. комплекса. Напр., для излучения с $\lambda=10,6$ мкм удобный диапазон углов между соседними измерит. каналами (2,5—7,5°) обеспечивается Д. о. с плотностью 4—12 штрихов на 1 мм.

Ослабление и ответвление излучения за счёт дифракции не искажают его пространственно-временных характеристик в широком диапазоне энергии (мощности); это позволяет в сочетании с элементами *адаптивной оптики* управлять мощным излучением, меняя параметры ослабленного излучения.

Для измерений параметров мощных лазерных пучков обычно применяются два типа Д. о.: амплитудная (прозрачная, чаще проволочная) дифракц. решётка и фазовая отражат. решётка на поверхности металлич. зеркала.

Проволочная решётка используется в осн. в импульсном режиме работы лазера. *Лучевая прочность* Д. о. из спец. медно-бериллиевого сплава не превышает 25 Дж/см² на $\lambda=10,6$ мкм и ограничена порогом приповерхностного пробоя. Предел работоспособности проволочного Д. о. в непрерывном режиме воздействия $\sim$0,3 кВт/см².

Фазовая отражат. решётка обладает существенно более высокими параметрами лучевой прочности в разл. режимах лучевого воздействия. Для повышения стабильности при измерениях фазовая решётка изготавливается на поверхности охлаждаемого металлич. зеркала с эффективной системой водяного охлаждения. Дифракц. штрихи в Д. о. этого типа формируются с помощью фотолитографии и традиц. механич. нарезанием алмазным резцом на делительной машине.

Лит.: Купренюк В. И. и др., О возможности использования грубых дифракционных решеток для измерения параметров пучка инфракрасных лазеров, «Квант. электроника», 1976, т. 3, № 5, с. 1126; Аполлонов В. В. и др., Ответвитель лазерного пучка на основе фазовой дифракционной решетки, там же, 1979, т. 6, № 3, с. 615; O'Neil R. W. a. o., Beam diagnostics for high energy pulsed CO_2 lasers, «Appl. Opt.», 1974, v. 13, p. 314. *И. М. Белоусова, Н. А. Новосёлов.*

ДИФРА́КЦИЯ А́ТОМОВ И МОЛЕ́КУЛ (от лат. diffractus — разломанный, преломлённый) — рассеяние пучка молекул на частицах газа или на поверхности твёрдого тела с немонотонной зависимостью интенсивности рассеяния от его направления. Определяется потенциалом взаимодействия и распределениями по начальным и конечным состояниям рассеиваемых и рассеивающих объектов. Д. а. и м.— квантовомеханич. явление, включившее в себя упругие и неупругие компоненты.

Д. а. и м. открыта в 1928—30 О. Штерном (O. Stern) и И. Эстерманом (I. Estermann) в экспериментах по рассеянию пучков Ne, He, D_2, HD, H_2, D и H на поверхности щёлочно-галоидных кристаллов и явилась дополнит. подтверждением [к открытию в 1927 К. Дэвиссоном (C. Davisson) и Л. Джермером (L. Germer) *дифракции электронов*] реальности волн де Бройля. Длина волны де Бройля λ для частиц с массой m и кинетич. энергией $\mathscr{E}_i$ определяется ф-лой $\lambda=h/\sqrt{2m\mathscr{E}_i}$. Для молекул лёгких газов тепловой энергии (десятки мэВ) λ составляет ок. 1 Å. Близостью величины λ к характерным межатомным расстояниям в молекулах и твёрдых телах и объясняется возникновение Д. а. и м. (см. *Дифракция волн*, *Дифракционная решётка*).

В 1950—60-х гг. интерес к исследованию рассеяния газов разл. мишенями, и в частности к изучению Д. а. и м., возрос. Эти исследования стимулировались проблематикой аэродинамики разреженных газов, а благодаря успехам вакуумной техники появились новые эксперим. возможности их проведения. В ранних исследованиях пучки молекул получали с помощью тепловых источников и затем их монокинетизировали в механических либо монокристальных монохроматорах. В совр. технике используются сверхзвуковые молекулярные потоки с *Маха числом* ок. 10, интенсивность и монокинетичность к-рых на порядки превышают получаемые прежними методами (см. *Сверхзвуковое течение*, *Молекулярные и атомные пучки*).

Для изучения рассеяния атомных или молекулярных потоков (рис. 1) монокристаллич. (или газовую) мишень (*1*), играющую роль дифракц. решётки, помещают в камеру (*2*), в к-рой поддерживается высокий вакуум (вакуум необходим для устранения паразитного рассеяния на остаточном газе и его адсорбции на поверхности монокристалла). На мишень направляют узкий молекулярный пучок (*3*). Распределение интенсивности рассеянных пучков в пространстве измеряют с помощью

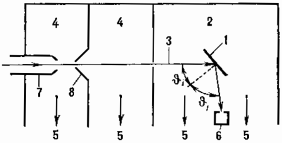


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для наблюдения дифракции атомов и молекул: *1* — монокристаллическая (или газовая) мишень; *2* — камера рассеяния; *3* — падающий сверхзвуковой молекулярный пучок; *4* — камера формирования молекулярного пучка; *5* — направления откачки; *6* — детектор, объединённый с анализатором скоростей частиц; ϑ_i, ϑ_f — углы соответственно падения и рассеяния; *7* — сверхзвуковое сопло; *8* — коническая щель.

детектора (*6*). Для создания условий Д. а. и м. (см. *Брэгга — Вульфа условие*) изменяют взаимную ориентацию молекулярного пучка, мишени и детектора. Упругие и неупругие составляющие в рассеянных потоках регистрируются, напр., с помощью времяпролётного анализатора распределения частиц по скоростям.

Особенности Д. а. и м. в сравнении с дифракцией др. волновых объектов (электронов, нейтронов, фотонов и т. д.) связаны с наличием собств. линейного размера дифрагирующих частиц ~1 Å, с их малой кинетич. энергией, существованием внутр. электронных (а для молекул ещё и колебательных и вращательных) степеней свободы, возможностью пространственной ориентации молекулы относительно дифракц. решётки, специфич. особенностей потенциала взаимодействия.

Д. а. и м., как и др. виды дифракции, используют для структурных исследований. Наличие большого собств. размера (сечение рассеяния для атомов Не или Н больше, чем сечение нейтрона, примерно в 10^{10} раз) обеспечивает малую проникающую способность частиц, что позволяет исследовать поверхностные структуры, двумерные фазовые переходы, параметры динамики поверхностной части кристаллич. решётки (*Дебая — Уоллера фактор*, дисперсию фононов), явления адсорбции и катализа. Малая кинетич. энергия частиц недостаточна для инициирования поверхностных хим. реакций, часто возникающих под действием электронов с энергиями в 20—200 эВ.

При Д. а. и м. взаимодействуют внеш. электронные оболочки частиц пучка и мишени. Т. к. при объединении атомов в молекулы и кристаллы внеш. оболочки испытывают наиб. деформации, Д. а. и м. пользуются при изучении этих деформаций. В то же время при определении *структурных амплитуд* в др. типах структурного анализа (см. *Рентгеновский структурный анализ*, *Нейтронография*, *Электронография*) используют *атомные факторы*, рассчитываемые математически или получаемые экспериментально, к-рые при рассмотрении явлений Д. а. и м. применить нельзя, т. к. они в этом случае оказываются разными для разл. хим. соединений. Интерпретация дифракц. исследований часто проводится с помощью модели жёсткой гофриров. поверхности, характеризуемой амплитудой гофра A.

Угловая локализация дифракционных (т. е. связанных с упругим рассеянием) максимумов определяется условием Вульфа — Брэгга (или условием Лауэ). Для получения соответствующих интенсивностей необходимо решать дифференц. (Шрёдингера) или интегр. (Линмана — Швингера) ур-ния дифракц. задачи. Рассчитывать интенсивности дифракц. максимумов необходимо, напр., для нахождения распределения электронной плотности по поверхности кристалла путём сопоставления вычисленных и экспериментально найденных интенсивностей.

При решении с помощью Д. а. и м. структурных задач возникают те же проблемы (напр., многократности рассеяния, фазовая проблема), что и в др. дифракц. структурных методах, используются в осн. те же приёмы решения (метод последоват. приближения, метод ф-ций Паттерсона и т.п.). Особенности Д. а. и м. потребовали разработки и новых приёмов. Так, температурный фактор Дебая — Уоллера приходится вычислять с учётом рождения или гибели фонона, достаточно большого времени пребывания частиц в зоне действия потенциала, размеров рассеиваемых частиц при рассмотрении её взаимодействия одновременно с неск. атомами решётки (вследствие дальнодействия потенциала).

Для Д. а. и м. закон сохранения энергии с учётом неупругих взаимодействий имеет вид

$$\hbar^2 k_f^2/2m = (\hbar^2 k_i^2/2m) \pm \Phi \pm B, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{k}_f$ и $\boldsymbol{k}_i$ — импульсы рассеянной и падающей молекулы соответственно; Φ — энергия рождения или гибели фононов, B — изменение энергии внутр. степеней свободы молекулы (при Д. а. и м. на поверхности в осн. изменяется вращат. энергия). Закон сохранения импульса при этом выражается ур-нием

$$\boldsymbol{k}_f = \boldsymbol{k}_i + \boldsymbol{G} + \boldsymbol{Q} + \boldsymbol{P}, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{Q}$ и $\boldsymbol{P}$ — соответственно векторы, связанные с рождением и гибелью фононов и изменением внутр. (вращат.) энергии молекулы, $\boldsymbol{G}$ — вектор обратной решётки. Экспериментально установлено, что из двух возможных каналов изменения вращат. энергии молекулы — за счёт её собств. поступат. энергии и за счёт взаимодействия с фононами кристаллич. поверхности — сечение первого из них оказывается больше.

Для упрощения изучения динамики и структуры решётки целесообразно использовать потоки «бесструктурных» частиц, напр. атомов Не. В однофононном приближении выражения (1) и (2) приобретают вид

$$\boldsymbol{k}_f^2 = \boldsymbol{k}_i^2 \pm \frac{2m\omega}{\hbar}, \qquad (3)$$

$$\boldsymbol{k}_f = \boldsymbol{k}_i + \boldsymbol{G} + \boldsymbol{Q} \qquad (4)$$

(ω — частота фонона). Ф-лы (3) и (4) отражают переход поступат. энергии молекулы в колебат. энергию кристаллич. решётки.

В соответствии с флуктуац. теорией эл.-магн. взаимодействия дальнодействующая притягивающая (дисперсионная) часть потенциала $U(z)$ удовлетворительно описывается ф-лой

$$U(z) = -Cz^{-3}$$

(z — координата, нормальная к поверхности кристалла). Константы C, полученные с помощью дифракц. экспериментов, хорошо соответствуют результатам вычислений (когда они возможны), использующих зависимость поляризуемости и диэлектрич. проницаемости от комплексной частоты.

При перекрытии электронных оболочек подлетающей частицы и частиц поверхности твёрдого тела происходит их отталкивание друг от друга, причём крутизна потенциальной кривой в области отталкивания зависит от координаты в плоскости решётки и определяется периодически изменяющейся электронной плотностью поверхности, к-рая является, т. о., дифракц. решёткой для частиц пучка. Микроскопич. теория этой части взаимодействия ещё мало разработана. Чёткость картин дифракции на щёлочно-галоидных кристаллах объясняется различием радиусов анионов и катионов в них. При Д. а. и м. на плотноупакованных гранях металлов с малыми миллеровскими индексами чётких максимумов нет, т. к. электронная плотность поверхности в этом случае нивелирована коллективизированными электронами; поэтому для наблюдения

Д. а. и м. на металлах используют ступенчатые вицинальные грани с большими индексами [Cu (117), Pt (997)].

Методами Д. а. и м. изучены поверхностные структуры щёлочно-галоидных и др. ионных кристаллов (NiO, MgO), полупроводников (Si, GaAs), графита, TaS_2, кремниевых и углеродных покрытий платины, карбида вольфрама, металлич. монокристаллов (Au, Cu, Ag) и разл. адсорбц. слоёв на них. На рис. 2 приведена картина, полученная при дифракции атомов He на адсорбц. слоях водорода на поверхности Ni (100). На основе приведённых картин Д. а. и м., относящихся к разл. степеням θ_H адсорбц. покрытия поверхности, фиксируются концентрационные фазовые переходы в решётке адсорбиров. водорода и, в частности, появление при $\theta_H \simeq 0{,}8$ сверхрешётки со структурой (2×6). Исследования картин дифракции на чистой поверхности Ni (110) и той же поверхности, покрытой адсорбиров. водородом, позволили установить, что амплитуда гофра A изменяется от 0,05 до 0,25 Å.

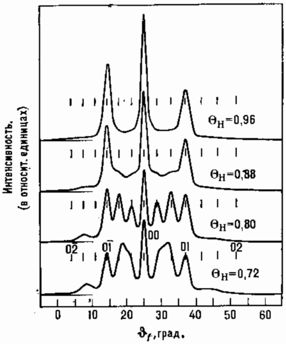


Рис. 2. Картины дифракции пучка гелия на адсорбционных структурах водорода на поверхности Ni(100); $\lambda \simeq 0{,}63$ Å, температура поверхности 100K, угол падения 25°, рассеяние в плоскости падения. По нижней оси абсцисс отложен угол рассеяния, штрихи относятся к индексам обратной решётки в соответствии с приведёнными обозначениями. θ_H — степень заполнения поверхности адсорбированным водородом.

При первых исследованиях Д. а. и м. на поверхностях кристаллов Штерном, Эстерманом, Р. Фришем (Frisch), Ф. Кнауэром (F. Knauer) был обнаружен ещё один квантовый эффект — с е л е к т и в н а я   а д с о р б ц и я (СА), состоящая в том, что на дифракц. картине возникают дополнит. максимумы и минимумы. Согласно Дж. Леннард-Джонсу (J. Lennard-Jones) и Э. Девонширу (E. Devonshire) (1936), СА объясняется захватом в слабо связанные поверхностные состояния части дифрагирующих частиц, к-рые удовлетворяют определ. условиям резонанса. В этом состоянии частицы теряют поступат. степень свободы по нормали к поверхности и продолжают двигаться параллельно поверхности с энергией

$$\mathscr{E}_\parallel = \mathscr{E}_i + |\mathscr{E}_j|,$$

где $\mathscr{E}_j$ — энергия связанного состояния (неск. мэВ). Условием для СА является выполнение соотношения

$$k_{Gz}^2 = (2m/\hbar^2)\, \mathscr{E}_j < 0,$$

где k_{Gz} — z-проекция волнового вектора дифрагировавшей частицы. Т. к. вектор обратной решётки $\boldsymbol{G} = \boldsymbol{G}(m, n)$, где m, n — порядок дифракц. рефлексов, дифракц. картина при СА содержит дополнит. экстремумы порядка m, n (на это указывает индекс G у вектора $\boldsymbol{k}$). Т. о., угл. локализация особенностей СА на дифракц. картинах при учёте всех остальных геом. параметров эксперимента позволяет вычислить энергетич. уровни $\mathscr{E}_j$, а также нек-рые из параметров потенциала взаимодействия $U(z)$ дифрагирующих частиц и поверхности кристалла. Если представить $U(z)$ в виде потенциала Морзе:

$$U(z) = D\{\exp[-2\bar{k}(z - z_e)] - 2\exp[-\bar{k}(z - z_e)]\}$$

[$\bar{k}$ — масштабный множитель обратной решётки, z_e — положение дна потенц. ямы (не связанное с $\mathscr{E}_j$), D — глубина ямы], то для $\mathscr{E}_j$ получим соотношение

$$\mathscr{E}_j = \left[-D^{1/2} - \frac{\hbar\bar{k}}{\sqrt{2m}}\left(j + \frac{1}{2}\right)\right]^2,$$

$$j = 0,\ 1,\ 2, \ldots \leqslant \frac{\sqrt{2mD}}{\hbar\bar{k}} - \frac{1}{2}.$$

Ниже приведены энергетич. параметры ($\mathscr{E}_j$ и D в мэВ) поверхностей LiF и графита:

	D	$\mathscr{E}_0$	$\mathscr{E}_1$	$\mathscr{E}_2$
LiF (100) . .	−8,10	−5,59±0,1	−2,00±0,1	—
Графит (001)	−15,55	−11,62±0,12	−5,38±0,12	−1,78±0,12

Погрешности значений $\mathscr{E}_j$ являются следствием в осн. разброса частиц по скоростям, конечности апертур источника молекул и детектора, а также ширины уровня $\mathscr{E}_j$: $\Gamma \sim \hbar/\tau$, где τ — время жизни частицы в адсорбиров. состоянии. Для определения Γ или τ с помощью СА требуется точность измерений, на порядок превышающая существующую.

Интерференционно-дифракц. явления наблюдаются также при рассеянии молекулярных пучков на газовых мишенях. На основе изучения взаимодействия пересекающихся молекулярных пучков возникла новая область исследований — с т о л к н о в и т е л ь н а я   с п е к т р о с к о п и я. При измерении пространственной и энергетич. зависимостей сечений столкновений установлены особенности потенциала взаимодействия: во мн. случаях он оказывается многопараметрическим, как правило, неизотропен, немонотонен, часто со мн. экстремумами (см. также *Молекулярные и атомные пучки*).

Изучение поверхностных структур и динамики решётки с помощью Д. а. и м., а также столкновит. спектроскопия дают уникальную информацию, недоступную др. методам.

Лит.: Ф л е р о в а М. Н., Дифракция молекулярных лучей от кристаллов, «УФН», 1935, т. 15, с. 614; Э с т е р м а н н И., Техника молекулярных пучков, там же, 1947, т. 32, с. 89; Н и к и т и н Е. Е., О в ч и н н и к о в а М. Я., Интерференционные явления в атомном рассеянии, там же, 1971, т. 104, с. 379; Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Г у д м а н Ф., В а х м а н Г., Динамика рассеяния газа поверхностью, пер. с англ., М., 1980; Л е о н а с В. Б., Межмолекулярные взаимодействия и столкновения атомов и молекул, М., 1980; E n g e l T., R i e d e r K.-H., Structural studies of surfaces with atomic and molecular beam diffraction, в кн.: Structural studies of surfaces, B. — Heidelberg — N. Y., 1982.

Ю. Н. Любитов.

ДИФРАКЦИЯ ВОЛН — в первоначальном узком смысле — огибание волнами препятствий, в современном, более широком — любые отклонения при распространении волн от законов *геометрической оптики*. К Д. в. фактически относят все эффекты, возникающие при взаимодействии волн с объектом любых размеров, даже малых по сравнению с длиной падающей волны λ, когда сопоставление с лучевым приближением совершенно не показательно. При таком общем толковании Д. в. тесно переплетается с явлениями распространения и рассеяния волн в неоднородных средах.

Первая волновая трактовка Д. в. дана Т. Юнгом (Th. Young, 1800), вторая — О. Френелем (A. Fresnel, 1815). В картине волнового поля, возникающей за препятствием, Юнг усматривал сочетание собственно Д. в. и интерференции. Для объяснения Д. в., помимо обычных законов распространения волн в направлении лучей, он ввёл принцип поперечной передачи амплитуды колебаний непосредственно вдоль волновых фронтов, указав, что скорость этой передачи пропорциональна длине волны λ и перепаду амплитуд на фронте. Согласно Юнгу, возникновение дифрагиров. волны имеет локальный характер и происходит в нек-рой окрестности границы тени за краем препятствия (рис. 1). Аналогичная дифрагиров. волна образуется и в освещённой области, так что в целом формируется поле цилиндрич. волны, как бы испускаемой краем препятствия. Интерференция между дифрагиров. волной и не заслонённой препятствием частью падающей волны объясняет появление на экране B' интерференц. полос выше границы геом. тени BB' и отсутствие их в нижней части.

Френель отказался от локального юнговского подхода и предложил свой интегр. метод, опирающийся на сформулированный ранее (1690) принцип Гюйгенса (см. *Гюйгенса — Френеля принцип*). Согласно Френелю,

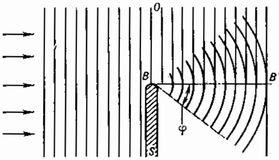


Рис. 1. Схема дифракции волн от края экрана по Юнгу.

дифракц. поле может быть представлено как результат интерференции фиктивных вторичных источников (рис. 2), распределённых по всей не закрытой препятствием части фронта падающей волны и имеющих амплитуду и фазу, пропорциональные таковым у этой волны. Френель ввёл разбиение поверхности, занятой вторичными источниками, на полуволновые зоны (т. н. *Френеля зоны*; рис. 3). Характер Д. в. зависит от того, сколько

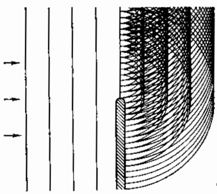


Рис. 2. Схема дифракции волн от края экрана по Френелю.

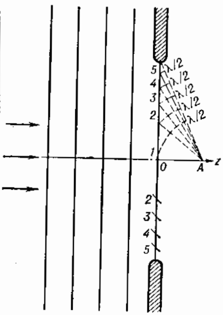


Рис. 3. Построение дифракционной картины за отверстием по Френелю (разбиение на зоны Френеля).

зон укладывается в отверстии, или от значения френелевского (волнового) параметра p, равного отношению размера первой зоны Френеля к радиусу a отверстия $p=\sqrt{\lambda z}/a$ (где z — координата точки наблюдения).

Различают следующие характерные области Д. в., отвечающие разным значениям p: геометрооптическую, или прожекторную, область $p\ll 1$; область дифракции Френеля $p\sim 1$; область дифракции Фраунгофера $p\gg 1$. При фиксиров. радиусе отверстия a и длине падающей волны λ выделенные области последовательно проходятся по мере удаления точки наблюдения от отверстия (т. е. с увеличением z). В первой, прилегающей к отверстию области ($z\ll a^2/\lambda$) поперечное (в плоскости $z=\mathrm{const}$) распределение амплитуды повторяет (исключая малую окрестность $\rho=a$, т. е. $\Delta\rho\sim\sqrt{\lambda z}\ll a$) распределение амплитуды на самом отверстии (отсюда термин «прожекторная область») и отвечает приближению геом. оптики (отсюда термин «геометрооптическая область»). Во второй зоне ($z\sim a^2/\lambda$) поперечное распределение амплитуды существенно искажается. Начиная с этих расстояний волновой пучок, о к-ром может идти речь, становится относительно быстро расширяющимся из-за Д. в. Наконец, в третьей, удалённой области пространства ($z\gg a^2/\lambda$) дифракц. поле представляет собой расходящуюся сферич. волну с локально плоской структурой, но обладающую определ. направленностью. Т. о., наиб. отчётливо дифракц. явления начинают проявляться во френелевской области, т. е. с расстояний $z\sim a^2/\lambda$.

Френелевское представление о Д. в., первоначально разработанное математически лучше юнговского, вскоре получило преобладающее значение и привело к оконч. победе волновой теории света над ньютоновской корпускулярной. И только значительно позже было показано, что в равных условиях результаты вычислений методом Френеля приводятся к форме, предсказанной Юнгом. Френелевский подход встречает затруднения, когда не удаётся заранее, хотя бы приближённо, угадать распределение вторичных источников на граничных поверхностях. Это относится, напр., к Д. в. в поглощающую поверхность при распространении волн вдоль неё или к огибанию волнами плавно выпуклого препятствия. Собственно с классич. задачи такого рода о распространении эл.-магн. волн вдоль поверхности Земли (М. А. Леонтович, В. А. Фок; 1944—46) началось, по существу, интенсивное развитие юнговского подхода, что привело к существ. обогащению совр. представлений о Д. в.

По законам геом. оптики распространение в каждой лучевой трубке происходит независимо. При этом лучевая амплитуда (величина, квадрат модуля к-рой пропорционален потоку энергии вдоль трубки), сохраняя пост. значение вдоль каждой трубки, может быть отлична от нуля в одних трубках и равна нулю в смежных, что соответствует наличию резкой границы геом. тени. Д. в. в первом приближении представляет собой эффект поперечной диффузии лучевой амплитуды из одних лучевых трубок в смежные по фронтам распространяющихся волн.

Чтобы получить на основе такого представления все результаты упрощённой френелевской теории дифракции волн за отверстиями произвольной формы в плоском экране для малых углов дифракции, достаточно рассмотреть явления поперечной диффузии амплитуды по фронтам приблизительно плоских волн. Если подставить выражение приблизительно плоской волны $u=A\,(x,\ y,\ z)\times\exp\,[-i\,(\omega t-kz)]$, распространяющейся в направлении z, в волновое ур-ние $\partial^2u/\partial t^2=c^2\Delta u$, то для плавно изменяющейся амплитуды A получается ур-ние

$$\frac{\partial A}{\partial z}-\frac{D}{c}\cdot\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}=\frac{D}{c}\cdot\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right),$$

где $D=i\lambda c/4\pi$. Пренебрегая в левой части 2-м членом по сравнению с 1-м ввиду малости длины волны λ, получаем ур-ние Леонтовича (см. *Квазиоптика*):

$$\frac{\partial A}{\partial z}=\frac{D}{c}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right), \qquad (1)$$

к-рое может быть переписано также в виде двумерного ур-ния диффузии или теплопроводности:

$$\frac{\partial A}{\partial t}=D\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right), \qquad (2)$$

если положить $z=ct$, т. е. связать систему отсчёта с движущейся волной, совпадающей в момент $t=0$ с плоскостью $z=0$, в к-рой расположен экран с отверстием. Когда плоская волна единичной амплитуды ($A=1$) падает на экран с отверстием (рис. 4 и 5), то, если принять непосредственно за отверстием амплитуду также равной единице, а за экраном — равной нулю, обнаружится расплывание амплитуды $|A|$ по фронту волны по мере её дальнейшего продвижения, аналогичное обычной диффузии или теплопроводности (на рис. это изображено посредством вертик. линий, толщина к-рых изменяется $\sim|A|$ на фронте волны). Расчёт такого расплывания с помощью ур-ний (1) и (2) даёт результаты, совпадающие с приближёнными ф-лами френелевской Д. в. Мнимость коэф. D, приводящая к

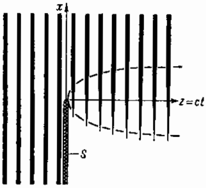


Рис. 4. Диффузия лучевой амплитуды за краем экрана.

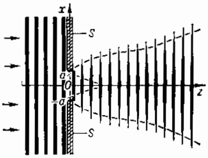


Рис. 5. Диффузия лучевой амплитуды за отверстием.

сходству ур-ния (2) с нестационарным *Шрёдингера уравнением* в квантовой механике, означает, что диффузия комплексной амплитуды A происходит со сдвигом фаз, вследствие чего возможны осцилляции в распределении модуля амплитуды $|A|$ по фронту волны.

Изложенный метод позволяет решать задачи, к-рые не удаётся решить на основе френелевского метода, напр. задачу распространения волны над поглощающей поверхностью $x=0$, характеризуемой изотропным поверхностным импедансом $1/g$, так что краевое условие на этой поверхности имеет вид $\partial A/\partial x = hA$, где $h=2\pi g/i\lambda$. Когда волна, скользящая вначале вдоль идеально отражающей плоскости (рис. 6), где $g=0$, проходит затем нек-рый участок $z_1<z<z_2$, где имеется

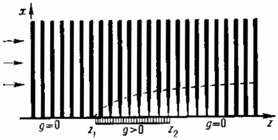


Рис. 6. Прохождение волны над поглощающим участком поверхности.

поглощение ($g>0$), Д. в. проявляется в том, что амплитуда волны A ослабевает на нижней части фронта по мере продвижения волны над поглощающим участком. Это подобно остыванию нагретой пластины, охлаждаемой извне с нижнего конца. После вступления волны вновь на непоглощающий участок начинается обратный процесс «прогревания» нижней части за счёт «неостывшей» верхней.

Подобно обычной диффузии или теплопроводности, явление поперечной диффузии амплитуды по фронту волны имеет локальный характер и сравнительно сильно выражено в зонах эффективной диффузии, где градиенты комплексной амплитуды достаточно велики. На рис. 4 подобная зона изображена параболой (пунктир). С уменьшением длины волны эта парабола сужается и совпадает в пределе с границей геом. тени. В случае отверстия (рис. 5) две параболич. зоны эффективной диффузии сливаются на расстоянии $z\sim a^2/\lambda$, к-рое уже фигурировало во френелевском рассмотрении Д. в. Далее необходимо рассматривать эффект совместного влияния обоих краёв или, др. словами, волновой пучок в целом.

Для получения более точного представления о Д. в. рассмотрение поперечной диффузии амплитуды по фронту плоской волны недостаточно. Необходимо рассмотрение диффузии лучевой амплитуды по искривлённым фронтам, к-рые получаются в соответствии с обобщёнными законами геом. оптики для заданной формы дифрагирующих объектов и расположения источников. Так, применительно к обсуждавшейся выше Д. в. у края препятствия (рис. 1) следует учесть, что поперечная диффузия лучевой амплитуды происходит на самом деле по фронтам цилиндрич. волны, расходящейся от края; при этом вместо (1) будем иметь

$$\frac{\partial A}{\partial r}=\frac{D}{c}\cdot\frac{1}{r^2}\cdot\frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} \tag{3}$$

(r, φ — цилиндрич. координаты с началом на краю). Пример — поперечная диффузия при дифракции плоской волны на идеально отражающем клине с произвольным углом раствора (рис. 7). Пунктирными кривыми показаны 2 зоны эффективной диффузии, охватывающие границы геом. тени для прошедшей и отражённой волн. Искривлённые стрелки внутри этих зон указывают направление диффузии вдоль цилиндрических фронтов. Остальные стрелки соответствуют направлениям распространения волновых фронтов. В областях, находящихся вне парабол, явление поперечной диффузии слабо выражено ввиду того, что градиенты лучевой амплитуды в них становятся слишком малыми. Поэтому диффузией здесь практически можно пренебречь. Расходящаяся волна в этих областях имеет характер обычной цилиндрич. волны, идущей от ребра клина и обладающей определ. характеристикой направленности. В действительности эта волна имеет своим источником не край клина, а зону эффективной диффузии; здесь собственно и происходит явление Д. в.

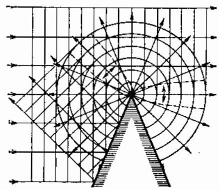
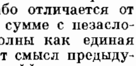


Рис. 7. Дифракция плоской волны на идеально отражающем клине.

Расчёт Д. в. на идеально отражающем клине, проведённый с помощью ур-ния (3), приводит к результатам, асимптотически совпадающим на расстояниях $r\gg\lambda$ со строгим решением Зоммерфельда. В малой угл. области $|\varphi|\ll1$ вблизи границы геом. тени за экраном расходящаяся цилиндрич. волна слабо отличается от плоской и может рассматриваться в сумме с незаслонённой экраном частью падающей волны как единая квазиплоская волна. В этом и состоит смысл предыдущего приближённого рассмотрения диффузии амплитуды по приблизительно плоским фронтам за отверстиями (рис. 4 и 5). Поскольку зона эффективной диффузии также принадлежит области $|\varphi|\ll1$, то результаты соответствующих расчётов оказываются правильными для малых углов Д. в.

При Д. в. у закруглённого края явление поперечной диффузии в теневой и освещённой областях имеет свои особенности, за к-рыми легче проследить, рассматривая распространение волн вдоль идеально отражающей плоскости, оканчивающейся закруглением только сзади или только спереди. При наличии выпуклого препятствия (рис. 8) луч, следующий из источника в произвольную точку области тени, строится согласно обобщённому *Ферма принципу* и подобен нити, натянутой между этими двумя точками. Волновые фронты в области тени в случае заднего закругления (рис. 9) являются эвольвентами для такого рода лучей. Д. в. обусловливается поперечной диффузией лучевой амплитуды по этим волновым фронтам из освещённой об-

Рис. 8. Лучевая траектория при наличии выпуклого препятствия.



ласти в теневую. Зону эффективной диффузии можно условно разбить на 3 части: D_a, D_b, D_c, показанные на рис. пунктиром. В зоне D_a и в нек-рой её малоугловой окрестности дифракц. картина близка к той, к-рая получается в окрестности границы геом. тени за острым краем экрана или клина (рис. 7). В зоне D_c диффузионная передача лучевой амплитуды вдоль дуги может

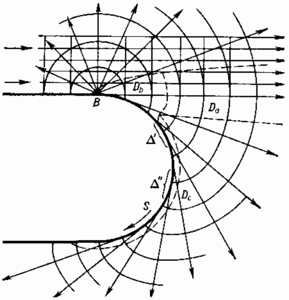


Рис. 9. Дифракция волн на заднем закруглении.

происходить только «каскадным» способом, в к-ром диффузионное и лучевое распространения чередуются между собой так, что процесс диффузии в последующие трубки начинается лишь после того, как диффузия в предыдущие трубки уже заканчивается; это объясняется тем, что внутри данной зоны любые 2 достаточно удалённые друг от друга лучевые трубки, напр. для участков Δ′ и Δ″, не связаны между собой общим волновым фронтом. В результате, как показывают более детальные расчёты, в зоне D_c устанавливается процесс диффузии, экспоненциально ослабевающий в направлении дуги S, чему соответствует экспоненц. затухание амплитуды на луче, скользящем вдоль S:

$$A(S)=A(S_0)\exp\left[\frac{1}{2}\alpha\left(i-\sqrt{3}\right)\cdot\sqrt[3]{\pi/\lambda r_0^2}\,(S-S_0)\right], \quad (4)$$

где r_0=const — радиус кривизны соответств. участка направляющей поверхности, а $\alpha\approx2{,}34$, если на поверхности обращается в нуль само поле, и $\alpha\approx1{,}02$, если обращается в нуль его нормальная производная. Наличие в показателе экспоненты мнимой части эквивалентно нек-рому уменьшению скорости распространения, обусловленному описанным выше механизмом последоват. диффузии в зоне D_c. Когда луч ответвляется по касательной от дуги S и выходит из зоны D_c, поперечная диффузия лучевой амплитуды практически прекращается, так что она убывает в соответствии с обычным законом расширения лучевых трубок. Однако экспоненц. затухание, к-рому подвергалась лучевая амплитуда за время прохождения волнового фронта в зоне диффузии D_c, приводит к тому, что в области тени для больших углов Д. в. за выпуклым препятствием поле гораздо слабее, чем за аналогичным препятствием с острым краем. Дифрагиров. волна, идущая из точки B вверх и назад навстречу падающей волне, формируется за счёт диффузии лучевой амплитуды вдоль тех цилиндрич. волновых фронтов, имеющих относительно малый радиус, к-рые расположены в промежуточной зоне D_b. При большом радиусе кривизны поверхности тела вправо от точки B указанное явление диффузии очень слабо выражено, а следовательно, в отличие от случая острого края, рассеяние вверх и назад пренебрежимо мало.

Для объяснения явлений Д. в. у края препятствия, закруглённого спереди, можно рассматривать отражённую и падающую волны как продолжение (в смысле отражения) одна другой (рис. 10). Лучевые трубки в отражённой волне по мере приближения к точке B, во-первых, становятся относительно резко расширяющимися, что приводит к быстрому ослаблению поля в них; во-вторых, всё теснее прижимаются к поверхности тела, где имеет место связь отражённого поля с падающим. Возникающие благодаря этому заметные различия лучевых амплитуд на близких участках объединённого фронта падающей и отражённой волн вызывают поперечную диффузию в соответствующих зонах эффективной диффузии D_1 и D_2, к-рые показаны на рис. 10 наложенными друг на друга. В результате как падающая волна, так и суммарное поле достигают точки скольжения B значительно ослабленными.

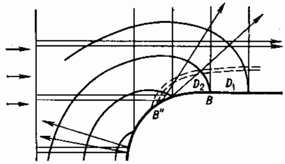


Рис. 10. Дифракция волн на переднем закруглении.

Следует подчеркнуть, что широкое развитие метода поперечной диффузии или метода параболич. ур-ния связано с освоением всё более коротковолновых эл.-магн. диапазонов (появлением мазеров, лазеров и т. п.) и необходимостью соответствующего «эл.-динамич. обеспечения» (см. *Квазиоптика*). Более того, этот метод оказался адекватным нек-рым нелинейным дифракционным задачам типа самофокусировки или самоканализации эл.-магн. волн.

Матем. рассмотрение Д. в. в общем случае совпадает с рассмотрением волнового поля, возбуждаемого нек-рым источником в бесконечной или конечной области, заполненной однородной или неоднородной средой, т. е. решение задачи Д. в. сводится к решению задачи о вынужденных колебаниях в такой области. При этом, естественно, могут быть использованы традиц. методы решения краевых задач матем. физики. См. также *Волны*, *Дифракция радиоволн*, *Дифракция рентгеновских лучей*, *Дифракция света*. Явления дифракции имеют место и в микромире (см. *Дифракция частиц*), поскольку объектам квантовой механики свойственно волновое поведение.

Лит.: Менцер Дж. Р., Дифракция и рассеяние радиоволн, пер. с англ., М., 1958; Уфимцев П. Я., Метод краевых волн в физической теории дифракции, М., 1962; Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964; Вайнштейн Л. А., Теория дифракции и метод факторизации, М., 1966; Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Боровиков В. А., Кинбер Б. Е., Геометрическая теория дифракции, М., 1978; Вагапов Р. Б., Каценеленбаум Б. З., Основы теории дифракции, М., 1982.

И. Г. Кондратьев, Г. Д. Малюжинец.

ДИФРА́КЦИЯ ЗВУ́КА — отклонение распространения звука от законов *геометрической акустики*, обусловленное его волновой природой. Результаты Д. з. — расхождение УЗ-пучков при удалении от излучателя или после прохождения через отверстие в экране, загибание звуковых волн в область тени позади препятствий, больших по сравнению с длиной волны λ, отсутствие тени позади препятствий, малых по сравнению с λ, и т. п. Звуковые поля, создаваемые дифракцией исходной волны на препятствиях, помещённых в среду, на неоднородностях самой среды, а также на неровностях и неоднородностях границ среды, наз. рассеянными полями (см. *Рассеяние звука*). Для объектов, на к-рых происходит Д. з., больших по сравнению с λ, степень отклонений от геом. картины зависит от значения волнового параметра $P=\sqrt{\lambda r}/D$, где D — поперечник объекта (напр., поперечник УЗ-излучателя или препятствия), r — расстояние точки наблюдения от этого объекта. Вблизи поршневого излучателя звука при $P \ll 1$ («ближняя», или «прожекторная», зона) поле в осн. образовано цилиндрич. пучком лучей, исходящих из излучателя, и в пределах пучка имеет в целом характер плоской волны с интенсивностью, постоянной по сечению и не зависящей от расстояния, в соответствии с законами геом. акустики, а дифракц. эффекты выражаются только в размывании границ пучка. По мере удаления от излучателя дифракц. эффекты усиливаются, и при $P \sim 1$ поле теряет характер плоской волны и представляет собой сложную интерференц. картину. На ещё больших расстояниях, при $P \gg 1$ («дальняя» зона), пучок превращается в сферически расходящуюся волну с интенсивностью, убывающей как $1/r^2$, и с угл. распределением интенсивности, не зависящим от расстояния (см. *Направленность* акустических излучателей и приёмников); в этой области поле снова подчиняется законам геом. акустики. Аналогичная картина наблюдается в пучке, вырезаемом из плоской волны отверстием в экране (рис. 1). При размерах

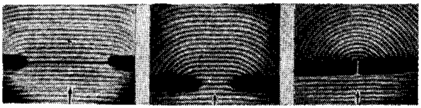


Рис. 1. Прохождение плоской волны через отверстие в экране при различных соотношениях между размером отверстия и длиной волны звука. Чем меньше отверстие, тем быстрее волна расходится в стороны после прохождения отверстия.

излучателя (или отверстия в экране), малых по сравнению с λ, прожекторная зона отсутствует и звуковое поле представляет собой расходящуюся волну уже на расстояниях порядка λ.

Аналогично размыванию пучка в прожекторной зоне размывается звуковая тень позади препятствия, большого по сравнению с λ (рис. 2, *а*); в области $P \gg 1$ тень практически исчезает. За препятствием с размерами $\sim\lambda$ и меньше звуковая тень практически не образуется (происходит «огибание» препятствия — рис. 2, *б*).

Д. з. при фокусировке звука приводит к тому, что вблизи фокусов и каустич. поверхностей, на к-рых,

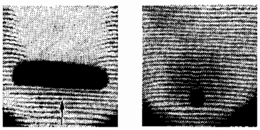


Рис. 2. *а* — образование звуковой тени позади препятствия, большого по сравнению с длиной звуковой волны; *б* — огибание волной малого препятствия.

согласно геом. акустике, звуковое давление обращалось бы в бесконечность, образуются области давления с повышенными, но конечными значениями. Эти области тем у́же, а значения поля в них тем выше, чем меньше λ фокусируемого звука.

Расчёт Д. з. обычно базируется на *Гюйгенса — Френеля принципе* и сводится к определению производительности фиктивных источников, что, как правило, удаётся выполнить только приближённо.

При распространении приблизительно плоских волн (радиус кривизны фронтов велик по сравнению с λ, относит. изменение амплитуды вдоль фронта мало́ на расстоянии λ) дифракц. эффекты могут быть рассчитаны как результат поперечной диффузии амплитуды волны вдоль фронта, происходящей согласно обычному ур-нию диффузии, но с мнимым коэф. диффузии (см. *Дифракция волн*).

Точный расчёт Д. з. удаётся выполнить только в исключит. случаях: для Д. з. на полуплоскости и на клине с идеальными границами, на щелеобразных решётках, на отверстии цилиндрич. трубы с тонкими стенками, а также на сфере и др. поверхностях 2-го порядка. С точными решениями можно сравнивать результаты расчёта Д. з. разл. приближёнными методами; они могут использоваться также при оценке дифракции на телах, форма к-рых близка к форме тел, для к-рых имеются точные решения.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Вайнштейн Л. А., Дифракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце волновода, М., 1953; Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971; Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964. *М. А. Исакович.*

ДИФРА́КЦИЯ МЕ́ДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРО́НОВ — *дифракция электронов* с энергиями от десятков до сотен эВ; один из осн. методов изучения структуры приповерхностных слоёв монокристаллов толщиной ~ 1 нм. Толщина исследуемого слоя определяется глубиной проникновения электрона в кристалл без потери энергии. Электроны, используемые в методе Д. м. э., теряют энергию в осн. на образование *плазмонов* (ср. путь, проходимый медленным электроном между последоват. актами возбуждения плазмонов, составляет 1 нм; с ростом энергии электронов эта длина быстро увеличивается).

Пучок электронов падает под заданным углом к поверхности исследуемого кристалла. В результате дифракции в приповерхностных слоях часть электронов вылетает из кристалла назад через эту же поверхность. Электрически заряженная задерживающая сетка пропускает лишь те электроны, к-рые не потеряли энергию на образование плазмонов, т. е. электроны, углубившиеся в кристалл не более чем на половину длины образования плазмона (что соответствует неск. атомным слоям). Дифракц. картина регистрируется на люминесцентном экране. Она характеризуется большим числом максимумов, положение к-рых определяется условиями рассеяния на двумерных периодич. структурах. При этом симметрия картины отражает симметрию расположения атомов в поверхностном слое, а интенсивности максимумов содержат информацию о межатомном взаимодействии.

В методе Д. м. э. измеряют угл. распределение максимумов, зависимость распределения от нач. энергии электрона, изменение интенсивности максимумов в зависимости от темп-ры или наличия на поверхности адсорбиров. атомов. Измеряют также поляризацию спина дифрагиров. электронов. Сравнение эксперим. данных с теоретич. расчётами разл. вариантов структуры позволяет установить истинную структуру приповерхностного слоя.

С помощью метода Д. м. э. обнаружено явление реконструкции поверхностей полупроводников и металлов, состоящее в различии структуры параллельных внутриобъёмных и поверхностных кристаллографич. плоскостей. Так, внутри объёма кристаллич. золота плоскость (100) имеет квадратичную структуру, а поверхностная грань (100) — гексагональную. Реконструкция поверхности имеет место для всех граней кремния, причём поверхностная структура при разл. темп-рах различна.

Использование Д. м. э. для анализа плёнок на поверхностях кристаллов позволило непосредственно количественно изучать межатомные взаимодействия в адсорбц. монослоях, что привело к появлению нового направления — физики двумерных поверхностных структур. Изучение двумерных фазовых переходов газ — жидкость — кристалл даёт ценную информацию о свойствах адсорбиров. атомов, измерение поляризации спина при Д. м. э.— возможность изучения магн. свойств поверхности.

Лит.: Мозольков А. Е., Федянин В. К., Дифракция медленных электронов поверхностью, М., 1982; Рязанов М. И., Тилинин И. С., Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц, М., 1985; Наумовец А. Г., Дифракция медленных электронов, в кн.: Спектроскопия и дифракция электронов при исследовании поверхности твёрдых тел,

М., 1985; Van Hove M. A., Tong S. Y., Surface crystallography by LEED, B., 1979. *М. И. Рязанов.*

ДИФРА́КЦИЯ НЕЙТРО́НОВ — явление рассеяния нейтронов, в к-ром определяющую роль играют волновые свойства нейтрона (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*). Длина волны λ и импульс $\boldsymbol{p}$ связаны соотношением де Бройля $\lambda = hp$. Матем. описание Д. н., так же как

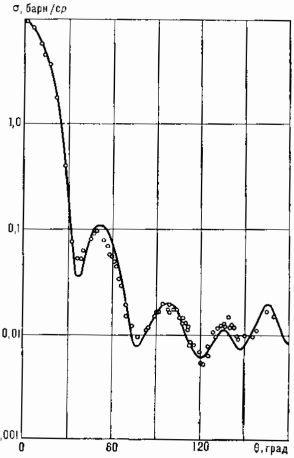
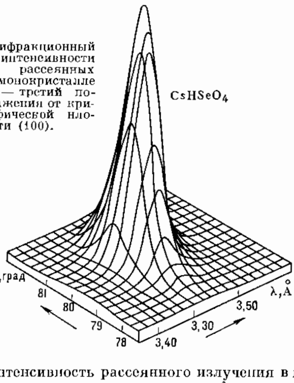


Рис. 1. Угловое распределение нейтронов с энергией 14 МэВ, рассеянных на ядре Sn; σ — сечение рассеяния; θ — угол рассеяния.

и в случае др. волновых полей, следует из принципа Гюйгенса — Френеля и, в этом смысле, аналогично описанию *дифракции света*, рентг. лучей, электронов и др. микрочастиц (см. *Дифракция волн*). Согласно этому

Рис. 2. Дифракционный максимум интенсивности нейтронов, рассеянных на монокристалле $CsHSeO_4$, — третий порядок отражения от кристаллографической плоскости (100).



описанию, интенсивность рассеянного излучения в нек-рой точке пространства зависит как от λ, так и от свойств рассеивающего объекта. Соответственно, Д. н. применяется как для исследования или формирования нейтронных пучков (нейтронные монохроматоры, анализаторы), так и для исследований строения рассеивающего вещества.

В области энергий нейтрона $\mathcal{E} \sim 10^{-7}$ эВ ($\lambda \sim 10^{-12}$ см) Д. н. проявляется при рассеянии нейтронов на атомных ядрах (рис. 1). При $\mathcal{E} \sim 10^{-2}$ эВ ($\lambda \sim 10^{-8}$ см) Д. н. применяется для исследования атомной и магнитной структуры конденсиров. сред (кристаллы,

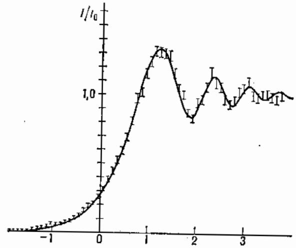


Рис. 3. Интенсивность пучка нейтронов после прохождения мимо поглощающего экрана с резким краем ($\lambda = 20$ Å). Одна единица по горизонтальной оси соответствует смещению приёмной щели (шириной 30 мкм) на расстояние 100 мкм.

жидкости, макромолекулы). Для нейтронов с $\lambda \sim 10^{-8}$ см кристалл представляет собой трёхмерную дифракц. решётку и Д. н. проявляется в виде максимумов интенсивности с резкой зависимостью от λ и угла рассеяния θ (рис. 2). При $\lambda \geqslant 10^{-7}$ см Д. н. реализована на краю непрозрачного экрана (рис. 3), щелях и др. классич. объектах дифракции с целью эксперим. проверки нек-рых положений квантовой механики.

Наиб. широко Д. н. применяется в *нейтронографии*. Отличия по сравнению с *дифракцией рентгеновских лучей* или с *дифракцией электронов* в том, что нейтроны в осн. взаимодействуют с атомными ядрами и магн. моментами электронных оболочек атомов. Сферич. волна, рассеянная отд. ядром [$b/r \exp(ikr)$; $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор точки, k — волновой вектор], характеризуется амплитудой рассеяния b, не зависящей для медленных нейтронов от длины т. н. вектора рассеяния $\boldsymbol{\varkappa} = \boldsymbol{k}_0 - \boldsymbol{k}$, ($k = k_0 = 2\pi/\lambda$), что связано с малостью размеров ядра ($\sim 10^{-12}$ см) по сравнению с λ ($\sim 10^{-8}$ см).

Когерентные длины рассеяния медленных нейтронов некоторыми элементами и изотопами ($\times 10^{-12}$ см)

Элемент, изотоп	$b_{ког}$	Элемент, изотоп	$b_{ког}$	Элемент, изотоп	$b_{ког}$
H	−0,3741	Sc	1,23	Nb	0,7054
^{1}H	−0,3742	Ti	−0,330	Mo	0,695
^{2}H	0,6674	V	−0,0382	Cd	0,51—
Li	−0,190	Cr	0,3635		−0,16i
^{6}Li	0,20—	^{50}Cr	−0,450	In	0,406—
	−0,026 i	^{52}Cr	0,492		−0,54i
^{7}Li	−0,222	^{53}Cr	−0,420	Sn	0,6228
Be	0,779	^{54}Cr	0,455	Te	0,543
B	0,530+	Mn	−0,373	I	0,528
	+0,021 i	Fe	0,954	Cs	0,542
^{10}B	0,01—	Co	0,250	La	0,824
	−0,107 i	Ni	1,03	Ce	0,484
^{11}B	0,665	^{58}Ni	1,44	Pr	0,445
C	0,6648	^{60}Ni	0,28	Nd	0,769
N	0,936	^{61}Ni	0,760	Ta	0,691
O	0,5805	^{62}Ni	−0,87	W	0,477
F	0,565	^{64}Ni	−0,038	Re	0,92
Na	0,363	Cu	0,7718	Os	1,10
Mg	0,5375	Zn	0,5680	Ir	1,06
Al	0,3449	Ge	0,8193	Pt	0,963
Si	0,4149	As	0,658	Au	0,763
P	0,513	Se	0,7970	Hg	1,266
S	0,2847	Br	0,679	Tl	0,879
Cl	0,9579	Kr	0,780	Pb	0,9400
K	0,371	Rb	0,708	Bi	0,8526
Ca	0,490	Zr	0,716	U	0,8417

Величина b нерегулярно зависит от атомного номера ядра Z, его массового числа A и взаимной ориентации спинов ядра и нейтрона. Так как Д. н. на кристаллах — результат суммирования амплитуд вторичных волн, рассеянных мн. ядрами, важную роль играет т. н. когерентная длина рассеяния $b_{\text{ког}}=\langle b\rangle$, где усреднение идёт по спиновым и изотопным состояниям структурно-эквивалентных ядер (см. *Нейтронография структурная*; табл.).

В случае магн. взаимодействия амплитуда рассеяния отд. атома может быть вычислена, если известны электронные волновые ф-ции. Амплитуда магн. рассеяния зависит от величины и взаимной ориентации спина атома, спина нейтрона и $\varkappa$. Это позволяет отделить магн. рассеяние от ядерного (см. *Магнитная нейтронография*). Действит. и мнимая части $l_{\text{ког}}$ зависят от λ и даны при $\lambda=10^{-8}$ см.

Лит.: Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика медленных нейтронов, М., 1965; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; Каули Дж., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; Sears V. F., AECL — 8480, Chalk River, Ontario, 1984.

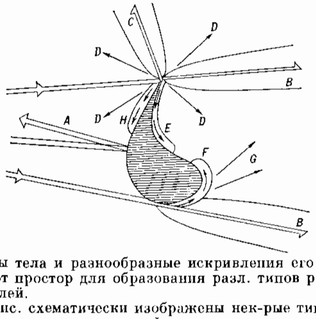
А. М. Балагуров, Ю. М. Останевич.

ДИФРА́КЦИЯ РАДИОВО́ЛН — пространственное и временно́е перераспределение волнового поля при встрече радиоволн с препятствиями. Такими препятствиями могут быть неоднородности внутри объёмных резонаторов, нерегулярности коаксиальных и волноводных трактов, элементы приёмных и передающих антенн, естеств. (напр., метеорные следы) и искусств. неоднородности (возмущения) в атмосфере, земная поверхность и её неровности (горы, деревья, здания, волны на море и т. д.), а также самолёты, спутники и др. тела. Д. р. на к.-л. теле существенно зависит от его электрич. и магн. свойств, его формы, соотношения между длиной волны λ и линейными размерами тела l, от поляризации волны, взаимной ориентации тела и направления распространения (падения) волны. Поскольку радиодиапазон охватывает эл.-магн. колебания с λ от сотен км до долей мм, то при Д. р. встречаются любые значения параметра l/λ. Различают три характерные области: квазистатическую ($l/\lambda\ll1$), промежуточную, или резонансную ($l/\lambda\sim1$), и квазиоптическую ($l/\lambda\gg1$), в каждой из к-рых Д. р. имеет свои особенности (см. также *Дифракция волн*).

В квазистатической области размеры тела много меньше длины волны ($l\ll\lambda$), что выполняется, напр., при рассеянии сантиметровых радиоволн на гидрометеорах (капельки дождя или тумана, снежинки и др.). Падающая волна вызывает в теле перераспределение электрич. зарядов и токов, характеризуемое дипольными (или мультипольными) электрич. и магн. моментами. Создаваемое ими рассеянное поле имеет вблизи тела квазистатич. характер. В каждый данный момент времени оно приближённо совпадает с полем статич. диполей, моменты к-рых равны мгновенным значениям моментов индуциров. диполей. Как правило, последние не зависят от частоты (хотя бывают и исключения, напр. в плазме). Вдали от тела рассеянное поле имеет вид расходящейся сферич. волны с амплитудой, пропорциональной λ^{-2}. При расчётах дифракц. поле обычно ищут в виде разложения в ряд по целым положит. степеням волнового числа $k=2\pi/\lambda$ или частоты $\omega=ck$. Коэф. ряда являются неизвестные ф-ции пространств. координат, к-рые не зависят от частоты и находятся из решения рекуррентной системы задач теории потенциала. Практически удаётся вычислить лишь неск. первых членов соответствующих рядов. Найденное таким путём рассеянное поле представляет собой суперпозицию полей мультиполей: диполя, квадруполя, октуполя и т. д. В данной области частот эффективны также прямые численные методы решения граничных задач для ур-ний Максвелла и, в частности, численные методы решения интегр. ур-ний.

В промежуточной (или резонансной) области частот размеры тела сравнимы с длиной волны ($l\sim\lambda$). Здесь существ. роль в формировании рассеянного поля могут играть т. н. собств. эл.-магн. колебания, возбуждаемые в теле падающей волной. Каждому телу присущ свой дискретный набор собств. колебаний. Частота этих колебаний комплексна. Её мнимая часть (т. е. коэф. затухания по амплитуде) определяется тепловыми потерями в объёме тела и потерями на излучение в окружающее пространство. Осн. вклад в рассеянное поле даёт излучение того собств. колебания, частота и поляризация к-рого ближе к частоте и поляризации надающей волны. При совпадении частоты падающей волны с веществ. частью частоты одного из собств. колебаний наступает явление резонанса: амплитуда данного собств. колебания, а следовательно, и излучаемого им поля резко возрастает, если добротность колебания достаточно высока. Такие резонансные эффекты проявляются, напр., при Д. р. на тонких металлич. полуволновых вибраторах и ленточных рассеивателях, к-рые используют, в частности, для создания помех радиолокац. системам. При низкой добротности колебаний (значит. коэф. затухания) резонансные свойства тела практически не проявляются, поскольку резонансная часть поля становится сравнимой с нерезонансной или даже меньше её. В данном диапазоне частот дифракц. поля находят с помощью аналитич. или численных методов решения соответствующих граничных задач для ур-ний Максвелла. К числу классич. задач Д. р., для к-рых получены строгие аналитич. решения и проведен их анализ, можно отнести задачи о дифракции на бесконечном однородном круговом цилиндре, однородном шаре, бесконечной щели в идеально проводящем и импедансном клине и бесконечной идеально проводящей ленте, открытом конце идеально проводящего волновода и др.

В квазиоптической области частот размеры тела намного превышают длину волны ($l\gg\lambda$). Такое соотношение между l и λ соблюдается, в частности, при дифракции дециметровых и сантиметровых радиоволн на самолётах и космич. кораблях, при дифракции миллиметровых радиоволн в квазиоптич. линиях и т. п. (см. *Квазиоптика*). В отличие от квазистатической и промежуточной областей, где рассеянное поле формируется всем объёмом тела, здесь на первый план выступают локальные свойства тела и поля. При этом относит. вклад собств. колебаний в рассеянное поле, как правило, мал (исключение составляют системы типа открытых резонаторов). Большие



размеры тела и разнообразные искривления его границы дают простор для образования разл. типов рассеянных полей.

На рис. схематически изображены нек-рые типы полей, образующихся при дифракции волн на непрозрачном теле сложной формы. В освещённой части пространства осн. вклад в рассеянное поле вносят геометрооптич. лучи A, отражённые от поверхности тела (см. *Геометрической оптики метод*). Вблизи границ падающих и отражённых лучей возникают полутеневые поля B, C.

Рёбра и вершины на поверхности тела порождают краевые волны, к-рые можно интерпретировать как дифракц. лучи D. На вогнутой стороне тела могут возбуждаться волны шепчущей галереи E. Вблизи границы свет — тень на гладкой части поверхности тела образуются волны соскальзывания F, к-рые уходят вдоль *геодезических линий* на теневую сторону тела, испытывая при этом экспоненц. затухание из-за высвечивания G. При индуктивном импедансе на поверхности тела могут возбуждаться поверхностные волны H, к-рые высвечиваются слабо и затухают практически только из-за тепловых потерь в самом теле. Реальная картина формирования рассеянного поля усложняется взаимной трансформацией разл. типов волн, напр. краевые волны могут порождать волны соскальзывания и наоборот.

Расчёт дифракц. полей в квазиоптич. области составляет предмет асимптотич. теории дифракции (АТД). К ней принадлежит, в частности, метод параболич. ур-ния (МПУ), опирающийся на т. н. принцип поперечной диффузии лучевой амплитуды — диффузии амплитуды поперёк лучевых трубок (вдоль волновых фронтов). Этот метод используют при изучении открытых волноводов и резонаторов, при исследовании распространения волновых пучков в линейных и нелинейных однородных, регулярно и статистически неоднородных средах (напр., в атмосфере, ионосфере) и т. п. (см. *Леонтовича параболическое уравнение*, *Параболического уравнения приближение*). Одним из первых применений МПУ была классич. задача о распространении радиоволн вдоль поверхности Земли (асимптотич. решение Леонтовича и Фока). К АТД относится также ряд приближённых подходов, опирающихся на принцип локальности и строгие решения модельных задач. В частности, для расчётов радиолокац. поперечников металлич. тел сложной формы используют геом. оптики метод (ГОМ), физической оптики метод (ФОМ), геометрическую теорию дифракции (ГТД) и метод краевых волн (МКВ). При помощи ГОМ и ФОМ определяют гл. член асимптотич. разложения (при $\lambda \to 0$) для поля в освещённой области пространства. ГТД является обобщением ГОМ и даёт рецепты построения краевых волн и волн соскальзывания. МКВ является обобщением ФОМ и позволяет вычислять краевые волны. И ГТД, и МКВ применительно, напр., к задачам дифракции на телах с рёбрами опираются на решение классич. задачи о дифракции на клине. Оба эти метода дают гл. член асимптотич. разложения для каждой краевой волны, возникающей при многократной дифракции. Для определения след. членов этого асимптотич. разложения необходимо решение дополнит. модельных задач. Между упомянутыми методами существует тесная связь. Геометрооптич. выражение для рассеянного поля вытекает из асимптотич. оценки интегралов, описывающих это поле в приближении ФОМ. Точно так же выражения для краевых волн, постулируемых в ГТД, следуют из интегральных представлений рассеянного поля в МКВ.

В теории антенн используют апертурный метод расчёта диаграмм направленности, в основе к-рого лежит предположение о том, что распределение эл.-магн. поля в излучающей апертуре (раскрыве) соответствует невозмущённой возбуждающей волне. Такая аппроксимация тем лучше, чем больше параметр l/λ, где l — линейный размер апертуры. Поле, излучаемое антенной, вычисляют затем с помощью *Грина формул*. Такой метод представляет собой обобщение на задачи Д. р. известного в оптике и акустике *Кирхгофа метода*; он удовлетворительно описывает главный и первые боковые лепестки диаграммы направленности. Для расчёта дальних боковых лепестков необходимо принимать во внимание краевые волны, к-рые возникают при дифракции возбуждающей волны на краях апертуры.

Представляют интерес задачи Д. р. на телах, покрытых радиопоглощающим материалом, на космич. аппаратах, входящих в атмосферу Земли со сверхзвуковой скоростью и окружённых неоднородной плазмой, на естеств. и искусств. неоднородностях ионизации в атмосфере и ионосфере; задачи распространения (линейного и нелинейного) радиоволн в разл. неоднородных средах, в частности в естеств. волноводных каналах (прежде всего, ионосферных), и, наконец, задачи диагностики разных сред и объектов с помощью радиоволн.

Лит.: Уфимцев П. Я., Метод краевых волн в физической теории дифракции, М., 1962; Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964; Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966; Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Боровиков В. А., Кинбер Б. Е., Геометрическая теория дифракции, М., 1978; Electromagnetic and acoustic scattering by simple shapes, Amst., 1969; James G. L., Geometrical theory of diffraction for electromagnetic waves, Stevenage, 1976; Electromagnetic scattering, N. Y., 1978. *П. Я. Уфимцев.*

ДИФРА́КЦИЯ РЕНТГЕ́НОВСКИХ ЛУЧЕ́Й — возникновение отклонённых (дифрагированных) лучей в результате интерференции упруго рассеянных электронами вещества вторичных волн. Д. р. л. обусловлена пространственно упорядоченным расположением атомов рассеивателя и большой величиной параметра пространственной дисперсии $\lambda/d \sim 5 \cdot 10^{-2} \div 1$ (λ — длина волны рентгеновского излучения, d — характерное межатомное расстояние в веществе). Она является осн. методом исследования атомной структуры веществ (см. *Рентгеновский структурный анализ*, *Рентгенография материалов*, *Рентгеновская топография*, *Рентгеновская спектроскопия*) [1—6].

Д. р. л. впервые наблюдалась М. фон Лауэ (M. von Laue), В. Фридрихом (W. Friedrich) и П. Книппингом (P. Knipping) (1912). Первая элементарная (т. н. кинематич.) теория Д. р. л. предложена Лауэ в 1913; в том же году У. Л. Брэгг (W. L. Bragg) и Г. В. Вульф интерпретировали Д. р. л. как интерференц. отражение излучения от системы параллельных атомных плоскостей кристалла (см. *Брэгга — Вульфа условие*). В 1914 Ч. Дарвин (Ch. Darwin) сформулировал основы динамич. теории Д. р. л., затем в 1917 П. Эвальд (P. Ewald) развил теорию самосогласованного взаимодействия точечных диполей среды и поля излучения. В 1931 Лауэ изложил теорию Д. р. л. как электродинамич. задачу распространения излучения в среде с непрерывной трёхмерной периодической поляризуемостью $\chi(\boldsymbol{r}, \omega)$ (см. *Поляризуемость рентгеновская*).

Наиб. ярко Д. р. л. выражена в кристаллах, являющихся для рентгеновских лучей естеств. трёхмерными *дифракционными решётками*. Дифракц. максимумы в них возникают в направлениях, в к-рых вторичные (рассеянные атомами) волны распространяются с одинаковыми фазами. Для кристаллов это условие фазировки требует удовлетворения одновременно трём условиям дифракции на одномерных дифракц. решётках:

$$a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = H\lambda;\ b(\cos\beta - \cos\beta_0) = K\lambda;$$
$$c(\cos\gamma - \cos\gamma_0) = L\lambda, \qquad (1)$$

где a, b, c — периоды решётки кристалла по трём её осям; α_0, β_0 и γ_0 — углы, составляемые направлением распространения падающей, а α, β и γ — рассеянной волнами с осями решётки кристалла; H, K и L — целые числа, пропорциональные *индексам кристаллографическим* системы атомных плоскостей, находящихся в отражающем положении. Ур-ния (1) (т. н. ур-ния Лауэ) можно представить в виде условия Брэгга — Вульфа. Т. к. углы α_0, β_0, γ_0 фиксированы, а α, β, γ не независимы, то система (1) обычно имеет крайне мало целочисленных решений, т. е. при рассеянии монохроматич. рентгеновского излучения на неподвижном кристалле число дифракц. максимумов мало.

Рассеивающие свойства кристалла зависят от его размера и строения. Рассеяние излучения идеальным мозаичным кристаллом (см. *Мозаичность кристаллов*) и поликристаллом со ср. размером зерна $l \leqslant 10^{-5}$ см описывается кинематич. приближением теории Д. р. л. [1, 5]. В кинематич. теории Д. р. л. предполагается, что интенсивность рассеянной кристаллич. блоком волны мала по сравнению с интенсивностью первичного поля. Такое приближение вполне допустимо для мн. кристаллов. Согласно классич. электродинамике, электрич. поле $\boldsymbol{E}_0$ падающей на кристалл волны излучения с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}_0$ вызывает возникновение переменного дипольного момента атомов, в результате чего каждый атом становится источником вторичной сферич. волны, амплитуда к-рой определяется рассеивающей способностью атома, а фаза — его положением в кристаллич. структуре. Амплитуда вектора напряжённости электрич. поля, рассеянного одним атомом, равна:

$$\boldsymbol{E}_j(s) = \frac{1}{R}[\boldsymbol{k}_s[\boldsymbol{k}_s\boldsymbol{E}_0]](e^2/m\omega^2) f(s) \exp[i(\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{r}_j)],$$

где $f(s)$ — *атомный фактор*, в к-рый включён также и *Дебая — Уоллера фактор*; $\boldsymbol{r}_j = m\boldsymbol{a} + n\boldsymbol{b} + p\boldsymbol{c}$ — радиус-вектор положения j-го атома; m, n, p — целые числа; $\boldsymbol{s} = \boldsymbol{k}_s - \boldsymbol{k}_0$ — вектор рассеяния, $s = 4\pi\cos\vartheta/\lambda$; 2ϑ — угол между векторами $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{k}_s$ (угол рассеяния; угол ϑ наз. углом Брэгга); двойное векторное произведение определяет поляризац. зависимость $\boldsymbol{E}_j(s)$; R — расстояние от точки рассеяния до точки наблюдения. Полная амплитуда рассеянного поля $\boldsymbol{E}(s)$ равна сумме $\boldsymbol{E}_j(s)$ по всем N атомам кристалла: $\boldsymbol{E}(s) = \sum_{j=1}^{N} \boldsymbol{E}_j(s)$.

Относит. интенсивность рассеянного в единичный телесный угол излучения равна:

$$\frac{I_s}{I_0} = \int |\boldsymbol{E}(s)|^2 R^2 \, d\Omega = \sigma_e P(\vartheta) |f(s)|^2 \times \sum_{j=1}^{N}\sum_{k=1}^{N} \exp[i(\boldsymbol{s}, \boldsymbol{r}_j - \boldsymbol{r}_k)], \qquad (2)$$

где I_0 — интенсивность первичного излучения, $\sigma_e = (e^2/mc^2)^2$ — сечение рассеяния излучения электроном (e и m — его заряд и масса, c — скорость света); $P(\vartheta)$ — поляризац. множитель. Для неполяризованного излучения $P(\vartheta) = (1 + \cos^2 2\vartheta)/2$; $\sigma_e P(\vartheta)|f(s)|^2$ — сечение рассеяния атомом; экспоненты в (2) учитывают пространственные сдвиги фаз между волнами, рассеянными j-м и k-м атомами. Для кристаллов с неск. атомами в элементарной ячейке $f(s)$ в (2) следует заменить на *структурный фактор* $F(s)$, тогда $\boldsymbol{r}_j$ — радиус-вектор положения j-й элементарной ячейки.

Для идеального кристалла суммы в (2) являются геом. прогрессиями. Если кристалл имеет вид правильного параллелепипеда, содержит $N = N_a N_b N_c$ элементарных ячеек ($N_{a,b,c}$ — число периодов вдоль векторов элементарных трансляций $\boldsymbol{a}, \boldsymbol{b}$ и $\boldsymbol{c}$), то суммирование (2) приводит к интерференц. ф-ции Лауэ:

$$\frac{\sin^2[N_a(\boldsymbol{sa}/2)]}{\sin^2(\boldsymbol{sa}/2)} \cdot \frac{\sin^2[N_b(\boldsymbol{sb}/2)]}{\sin^2(\boldsymbol{sb}/2)} \cdot \frac{\sin^2[N_c(\boldsymbol{sc}/2)]}{\sin^2(\boldsymbol{sc}/2)},$$

макс. значения к-рой (т. н. гл. дифракц. максимумы) равны $(N_a N_b N_c)^2$, т. е. $\sim V^2$ (V — объём кристалла), при значениях s, a, b, c, удовлетворяющих условиям, эквивалентным ур-ниям Лауэ (1): $(\boldsymbol{sa}) = 2\pi H$, $(\boldsymbol{sb}) = 2\pi K$, $(\boldsymbol{sc}) + 2\pi L$. Эти условия показывают, что вектор рассеяния $\boldsymbol{s}$ для дифракц. направления равен вектору *обратной решётки* $\boldsymbol{g}$, так что $\boldsymbol{k}_g = \boldsymbol{k}_0 + \boldsymbol{g}$. Угл. ширина дифракц. максимума в плоскости падения равна $2\pi/N_g$, где N_g — число периодов решётки кристалла вдоль вектора $\boldsymbol{g}$. Если, напр., $N_g \sim 10^4$, то угл. ширина максимума $\sim 10^{-4}$ рад. При увеличении объёма кристалла интенсивность гл. дифракц. максимумов возрастает $\sim V^2$, а их ширины уменьшаются $\sim V^{-1/3}$ (рис. 1).

Интегральная по углам рассеивающая способность кристалла при прохождении им отражающего положения пропорциональна его объёму V, т. е. относит. интегральная интенсивность

$$I_{\text{и}}^g / I_0 = Q(g)\, V, \qquad (3)$$

где $Q(g) = K\sigma_e P(\vartheta) L(\vartheta) |F(g)|^2 \lambda^3 / V_{\text{эл}}^2$ — уд. рассеивающая способность кристалла; λ — длина волны излучения; $V_{\text{эл}}$ — объём элементарной ячейки; значения константы K и фактора интегральности

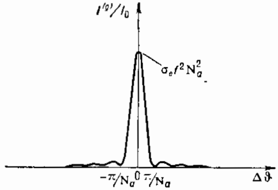


Рис. 1. Одномерная интерференционная функция Лауэ; ϑ — угловая отстройка от точного угла Брэгга.

$L(\vartheta)$ определяются схемой дифракции. Для кристалла с заметным поглощением в $Q(g)$ нужно учитывать экстинкционное ослабление проходящего и рассеянного лучей в объёме кристалла. При Д. р. л. в мозаичном кристалле имеет место явление вторичной *экстинкции*.

В случае кинематич. Д. р. л. кристаллов с нарушениями периодичности строения, а также в аморфных телах, стёклах и жидкостях интенсивность находят, усредняя (2) по всем возможным конфигурациям атомов в пространстве, вероятность реализации к-рых задаётся ф-цией корреляции $w(\boldsymbol{r}_{jk})$ [8, 9]:

$$\langle I_s/(I_0 \sigma_e P(\vartheta)|f(s)|^2) \rangle = N + N(N-1)\int_0^V\!\!\int_0^V \exp[i(\boldsymbol{s}, \boldsymbol{r}_j - \boldsymbol{r}_k)] \frac{dv_j}{V}\frac{dv_k}{V} - N(N-1)\int_0^V\!\!\int_0^V w(\boldsymbol{r}_{jk}) \exp[i(\boldsymbol{s}, \boldsymbol{r}_j - \boldsymbol{r}_k)] \frac{dv_j}{V}\frac{dv_k}{V}.$$

Член $\sim N$ описывает рассеяние излучения неупорядоченным скоплением, состоящим из N атомов. Второй член — квадрат модуля фурье-образа формы кристалла — описывает *Фраунгофера дифракцию* на рассеивателе в целом, к-рая приводит к очень слабому дифракц. размытию прошедшего нучка излучения на угол $\Delta\vartheta \sim \lambda/D$ (где D — диаметр рассеивателя), заметному лишь при рассеянии на микроскопич. и субмикроскопич. объектах (напр., биол. молекулах, для к-рых $D \gtrsim 10^{-5}$ см и $\Delta\vartheta \gtrsim 10^{-3}$ рад), что используется для исследования их формы (см. *Малоугловое рассеяние*). Третий член определяется корреляцией в пространственном расположении атомов в рассеивателе и, следовательно, заключает в себе информацию о координатах атомов в элементарной ячейке кристалла (см. *Рентгеновский структурный анализ*). Этот механизм близок к *рассеянию света* на флуктуациях параметров среды. Нарушения периодичности строения кристаллов проявляются в уменьшении интенсивности осн. дифракц. максимумов по сравнению с их интенсивностью для идеального кристалла и появлению дополнит. фона, плавно зависящего от угла рассеяния (см. *Диффузное рассеяние рентгеновских лучей*). Исследование диффузного рассеяния позволяет установить характер искажений структуры кристалла [7].

Для некристаллич. объектов ф-ция $w(\boldsymbol{r}_{jk})$ обычно изотропна, поэтому дифрагированная интенсивность аксиально симметрична относительно первичного пучка. Дифракц. максимумы имеют вид колец, интенсивность к-рых быстро ($\sim|f[\sin(\vartheta/\lambda)]|^2$) падает при возрастании угла ϑ. В результате слабой корреляции в расположении атомов в пространстве эти кольца имеют вид широких размытых гало, угл. положение к-рых зависит от ср. межатомных (межмолекулярных) расстояний (рис. 2). Это позволяет найти функцию радиального распределения зарядовой плотности среды $\rho(r)$ [9].

Кинематич. приближение Д. р. л. представляет собой *борновское приближение* в решении ур-ния (5) (см. ниже); причём связь между дискретным [на основе атом-

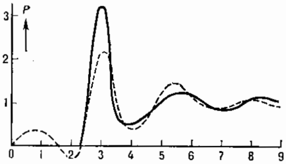


Рис. 2. Парная корреляционная ф-ция $P(r)$ межатомных расстояний О...О в жидкой воде, полученная с помощью рентгеновского структурного анализа.

ного фактора $f(g)$] и континуальным [на основе поляризуемости $\chi(\boldsymbol{r}, w)$] описаниями взаимодействия кристалла с излучением устанавливается соотношением: $\chi_g = -4\pi(e^2/m\omega^2)V_{\text{эл}}^{-1}F(g)$, где χ_g — фурье-компонента разложения $\chi(\boldsymbol{r}, \omega)$ в ряд по векторам обратной решётки $\boldsymbol{g}$. Используя это соответствие, интегральную рассеивающую способность (3) можно представить в виде:

$$\frac{I_{g\text{и}}}{I_0} = \pi^2 \frac{1+\cos^2 2\vartheta}{2\sin 2\vartheta} |\chi_g|^2 \frac{V}{\lambda}. \qquad (4)$$

Кинематич. приближение становится неприменимым, если линейные размеры идеального кристалла $l > 10^{-5}$ см. Д. р. л. в этом случае описывается **динамической теорией**, согласно к-рой удельная и интегральная отражающие способности идеального кристалла и структура поля в его объёме полностью отличны от результатов кинематич. теории Д. р. л.

Динамич. теория Д. р. л. основана на более полном решении волнового ур-ния для вектора электрич. смещения $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}, \omega)$ [11] с учётом обратного воздействия дифракц. луча на проходящий:

$$\Delta\boldsymbol{D} + k^2\boldsymbol{D} \approx -\operatorname{rot}\operatorname{rot}(\chi\boldsymbol{D}), \qquad (5)$$

где правая часть представляет вторичные поля, наведённые в кристалле внеш. возмущением. Осн. методами решения (5) являются метод Фурье, к-рый приводит к понятию *дисперсионной поверхности* [1; 5], и метод медленно меняющихся амплитуд (ур-ний Такаги) [11].

Особенности динамич. Д. р. л. проявляются уже в простейшем случае двух волн — проходящей (0) и дифракционной (g). Наиб. важным случаем является дифракция плоской волны на кристаллич. пластине (рис. 3).

Решение ур-ния (5) резко различается для **брэгговского отражения** и **лауэвского пропускания** (см. *Брэгговское отражение*).

Брэгговское отражение. Его простейшим случаем является симметричное ($\varphi=0$) отражение от полубесконечного центросимметричного непоглощающего кристалла. Решение (5) для этого случая с соответствующими граничными условиями даёт след. выражение для относит. интенсивности рассеяния на поверхности кристалла ($z=0$):

$$\frac{I^g(\eta)}{I_0} = \begin{cases} 1, & |\eta| < 1 \\ (|\eta| + \sqrt{\eta^2-1})^2, & \eta < -1,\ \eta > 1, \end{cases}$$

где $\eta = (\alpha_g + \chi_0)/\chi_g$ — величина, пропорциональная угл. отстройке $\Delta\vartheta$; $\alpha_g = -\sin 2\vartheta \cdot \Delta\vartheta$. Этот результат показывает, что в области углов $(\chi_0 - \chi_g)/\sin 2\vartheta < \Delta\vartheta < (\chi_0 + \chi_g)/\sin 2\vartheta$ имеет место полное отражение падающей волны (рис. 4). Угл. ширина этой области $2\chi_g/\sin 2\vartheta \sim 10^{-5}$ рад и определяется только диэлектрич. свойствами кристалла. Вследствие преломления эта область сдвинута на угол $\chi_0/\sin 2\vartheta \sim 10^{-5}$ рад от точного угла Брэгга. В пределах этой области углов интенсивности проходящего I^0 и дифракц. I^g излучения внутри кристалла экспоненциально падают с глубиной z: $I^{0,g}(z) \sim \exp(-z/l_{ext})$, где $l_{ext} = 2\sin\vartheta k^{-1} \times (\chi_g\chi_{-g})^{-1/2} \sim 10^4 \div 10^5$ атомных периодов. Это затухание имеет чисто интерференц. природу и наз. **первичной экстинкцией**. Расстояние l_{ext}, на к-ром $I^{0,g}(z)$ убывает в e раз, наз. длиной первичной экстинкции. Интегральная рассеивающая способность [в отличие от (4)] пропорциональна первой степени $|\chi_g|$ и имеет иную поляризац. зависимость:

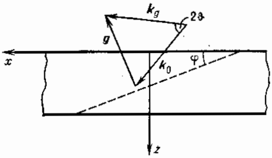


Рис. 3. Двухлучевая дифракция на кристаллической пластине: 2ϑ — угол между волновыми векторами проходящей k_0 и дифракционной k_g волн; φ — угол между x и атомной плоскостью (показана пунктиром) из находящегося в отражающем положении семейства атомных плоскостей; g — вектор дифракции (вектор обратной решётки).

$$\frac{I^g_{\text{и}}}{I_0} = a\,\frac{1+|\cos 2\vartheta|}{2\sin 2\vartheta}|\chi_g| \qquad (6)$$

(коэф. $a = {}^8/_3$).

Несмотря на существование области полного отражения, динамич. интегральная интенсивность в неск. десятков раз ниже кинематической (4) вследствие малой угловой ширины дифракц. максимума.

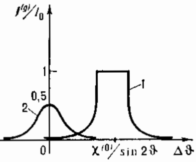


Рис. 4. Угловые зависимости интенсивностей дифракционных максимумов в случае непоглощающего центросимметричного кристалла. 1. Симметричное ($\varphi=0$) брэгговское отражение от полубесконечного кристалла. Ширина области полного отражения $2\chi_g/\sin 2\vartheta$. Её центр сдвинут из-за преломления на угол $\chi_0/\sin 2\vartheta$. 2. Симметричное ($\varphi=\pi/2$) лауэвское прохождение. Максимальная интенсивность равна 1/2. Форма максимума — лоренцовская, полуширина равна $\chi_g/\sin 2\vartheta$. Максимум расположен в точном угле Брэгга.

Лауэвское пропускание. Относит. интенсивность рассеянной волны в симметрич. случае Лауэ ($\varphi=\pi/2$) для непоглощающего кристалла

$$\frac{I^g(\eta)}{I_0} = \frac{1-\cos[2\pi z/T(\eta)]}{2(1+\eta^2)}$$

осциллирует с периодом $T(\eta) = \pi\operatorname{ctg}\vartheta\, l_{ext}(1+\eta^2)^{-1/2}$, к-рый определяется длиной первичной экстинкции l_{ext}; $\eta = \alpha_g/2\chi_g$. Дифракц. максимум расположен точно под углом Брэгга и имеет лоренцовскую форму (рис. 4) с шириной $2\chi_g/\sin 2\vartheta$. Если излучение падает на кристалл под углом Брэгга ($\eta=0$), то $I^g(0)/I_0$ изменяется от 0 до 1 с периодом осцилляций $T(0) = \pi\operatorname{ctg}\vartheta \times l_{ext}$, т. е. вся интенсивность поля периодически сосредоточивается в дифракц. волне. Относит. интенсивность $I^0(\eta)/I_0$ осциллирует с тем же периодом, но с опережением по фазе на $\pi/2$. Поведение поля напоминает перекачку энергии при связанных колебаниях маятников и наз. **маятниковым решением.** При нек-рой отстройке ($\eta \neq 0$) от угла Брэгга ϑ перекачка неполная, а при учёте поглощения она носит затухающий характер. Структура поля такова, что дифракц. и проходящий лучи образуют единую самосогласованную систему, так что разделение поля на прошедшую и дифрагированную волны происходит не внутри кристалла, а на его выходной поверхности. Для толстых кристаллов имеет место *аномального пропускания эффект*. Среднее по T значение интегральной интенсивности рассеянного излучения также определяется выражением (6) при $a=\pi/2$.

Брэгговское отражение и лаузвское пропускание широко используются для монохроматизации и получения слабо расходящихся ($\Delta\vartheta \sim 1''$) интенсивных пучков рентгеновских лучей. Изучение Д. р. л. в совершенных кристаллах со слабыми искажениями позволяет получить информацию о типе и строении дефектов, их плотности и распределении по объёму [8] (см. *Рентгеновская топография*).

В рамках динамич. теории Д. р. л. решены задачи распространения рентг. излучения в совершенном кристалле с пост. градиентом деформаций, нарушенным приповерхностным слоем, в модулированных и многослойных кристаллах, что позволило решать обратные задачи восстановления строения кристаллов с одномерным полем искажений по данным Д. р. л. В целом решены задачи дифракции коллимированных и сферич. волн; рассмотрены нек-рые многолучевые задачи, а также случаи резко асимметричной дифракции, когда наряду с дифракцией имеет место полное внеш. отражение. Детальное понимание интерференционной структуры поля излучения в кристалле при динамич. Д. р. л. позволило создать новые дифракц. методы исследования строения тонких приповерхностных слоёв монокристаллов [9].

При внеш. возбуждении или неупругих процессах рассеяния рентг. лучей атомы кристалла могут стать источниками вторичного излучения, некогерентного с падающим. При распространении этого излучения в кристалле наблюдаются специфич. дифракц. явления — т. н. **линии Косселя** [1].

Дифракция гамма-лучей, нейтронов, электронов описывается в основном теми же закономерностями, что и Д. р. л., однако для каждого типа излучения имеются специфич. особенности, определяемые величиной взаимодействия и длиной волны излучения (см. *Дифракция частиц*, *Дифракция электронов*, *Дифракция нейтронов*). Динамич. дифракция может наблюдаться и в оптич. диапазоне, напр. при распространении света в холестерических [10] и коллоидных жидких кристаллах.

Лит.: 1) Джеймс Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950; 2) Жданов Г. С., Основы рентгеновского структурного анализа, М.— Л., 1940; 3) Гинье А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961; 4) Порай-Кошиц М. А., Практический курс рентгеноструктурного анализа, т. 2, М., 1960; 5) Иверонова В. И., Ревкевич Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1978; 6) Скрышевский А. Ф., Структурный анализ жидкостей и аморфных тел, 2 изд., М., 1980; 7) Кривоглаз М. А., Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в неидеальных кристаллах, К., 1983; 8) Амелинкс С., Методы прямого наблюдения дислокаций [кристаллов], пер. с англ., М., 1968; 9) Афанасьев А. М., Александров П. А., Имамов Р. М., Рентгеновская структурная диагностика в исследовании приповерхностных слоев монокристаллов, М., 1986; 10) Беляков В. А., Сонин А. С., Оптика холестерических жидких кристаллов, М., 1982; 11) Пинскер З. Г., Рентгеновская кристаллооптика, М., 1982.

А. В. Колпаков.

ДИФРА́КЦИЯ СВЕ́ТА — в узком, но наиболее употребительном смысле — огибание лучами света границы непрозрачных тел (экранов); проникновение света в область геом. тени. В широком смысле Д. с.— проявление волновых свойств света в предельных условиях перехода от волновой оптики к геометрической. Примерами Д. с., понимаемой в широком смысле, являются рассеяние света капельками тумана, формирование изображения оптич. системами (напр., микроскопом) и т. п. Наиб. рельефно Д. с. проявляется в областях резкого изменения плотности потока лучей: вблизи *каустик*, фокуса линзы, границ геом. тени и др.

Д. с. как волновое явление, исчезающее в пределе $\lambda \to 0$, зависит от длины волны света λ. Красный свет сильнее дифрагирует (сильнее отклоняется границами тел), чем фиолетовый, т. е. разложение белого света в спектр, вызванное дифракцией, имеет обратную последовательность цветов по сравнению с получающейся при разложении света в призме. Это различие часто является решающим при выяснении природы многих атм. оптич. явлений.

Проникновение света в область геом. тени было известно уже в 16—17 вв., однако объяснение этому было дано лишь в 19 в. Тогда были выдвинуты и развиты две, казалось бы, не имеющие ничего общего концепции Д. с. Т. Юнг (Th. Young; 1800) предположил, что Д. с. обусловлена диффузией световых волн вдоль волновых фронтов. Чередование тёмных и светлых полос на границе тени и света он считал результатом интерференции падающей плоской волны и вторичной, цилиндрической, связанной с диффузией. Вторичная, цилиндрич. волна принимается из области глубокой тени как ярко светящаяся грань экрана. Юнг не развил количеств. методов расчёта Д. с., и его концепция долго не находила поддержки.

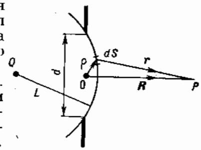


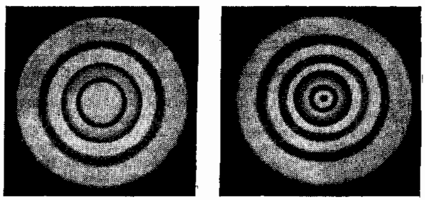
Рис. 1. Обрезание волнового фронта краями экрана.

Приближённая теория Д. с. создана в 1816 О. Френелем (A. Fresnel). Д. с., по Френелю, — результат интерференции вторичных волн (см. *Гюйгенса — Френеля принцип*). Несмотря на недостатки, эта теория сохранила своё значение и служит основой расчётов дифракц. эффектов в инструментальной оптике.

В теории Френеля амплитуда u_P светового поля в точке наблюдения P (рис. 1) слагается из парциальных амплитуд сферич. волн, испускаемых всеми элементами dS поверхности S, не закрытой экраном:

$$u_P = A \int_{(S)} dS u_S \exp(ikr)\, r^{-1} \cos(\widehat{nr}), \tag{1}$$

где k — волновой вектор ($k=2\pi/\lambda$), n — нормаль к dS, r — расстояние от P до dS, $\widehat{nr}$ — угол дифракции, u_S — значение поля на S и $A=i/\lambda$ — константа, определяющая интенсивность дифрагированной волны. Френель предложил приближённый метод вычисления интеграла (1), заключающийся в разбиении поверхности S, совмещённой с фронтом падающей волны, на т. н. *Френеля зоны*, расстояния от края к-рых до точки P отличаются на $\lambda/2$. Поэтому соседние зоны вносят в



а б

Рис. 2. Дифракция на круглом отверстии при открытом нечётном (*а*) и чётном (*б*) числе зон.

поле u_P вклады противоположных знаков, взаимно компенсирующие друг друга. Освещённость в точке P зависит от местоположения и размера диафрагмы. Эта зависимость определяется кол-вом зон, доступных видению из P: если открыто чётное число зон, то в центре дифракц. картины получается тёмное пятно (рис. 2, *б*), при нечётном числе зон — светлое (рис. 2, *а*). Метод Френеля также качественно объясняет причину засвечивания в области геом. тени от круглого экрана: светлое пятнышко (т. н. пятно Пуассона) создаётся вторичными волнами первой кольцевой зоны Френеля, окружающей экран (рис. 3). Метод расчёта освещённости за системой экранов с использованием зон Френеля положен в основу теории *зонных пластинок*.

Метод зон Френеля эффективен, когда картину дифракции определяют лишь неск. зон (т. н. дифракция Френеля, или дифракция в сходящихся лучах). Учёт изменения фаз вторичных волн, пришедших в P от разл. точек зоны, уточняет дифракц. картину. Такое уточнение становится решающим, когда поверхность S составляет малую долю зоны или дифракция наблюдается вдали (в случае т. н. дифракции Фраунгофера). Единая для обоих случаев те-

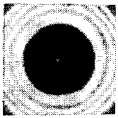


Рис. 3. Дифракционная картина от круглого экрана; в центре геометрической тени — светлое пятно (т. н. пятно Пуассона).

ория Д. с. в рамках принципа Гюйгенса — Френеля базируется на вычислении (1) при условии малости λ по сравнению (рис. 1) с поперечными размерами d экранов и диафрагм, по сравнению с радиусами кривизны L поверхности S и в случае малых дифракционных углов.

При вычислении (1) полагают S совпадающей с волновой поверхностью, пренебрегают медленными и малыми вариациями величины $r^{-1}\cos(\widehat{nr})$ на S и разлагают фазу в экспоненте в ряд по обратным степеням удаления P от экрана, ограничиваясь лишь первым порядком малости. Т. о. (1) преобразуется к виду:

$$u_P \sim \int\limits_{(S)} \exp\left[ik\left(\rho^2 - 2\rho R\right)/2R\right] dS, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{R} - \boldsymbol{r}$, а $\boldsymbol{R}$ — вектор, соединяющий середину экрана с P, и $|\boldsymbol{R}| = \mathrm{const}$. В практич. задачах, напр. встречающихся в дифракц. теории аберрации, считается, что S близка к поверхности второго порядка, и это дополнительно упрощает вычисления (2).

При расчётах различают два альтернативных случая в зависимости от соотношения между R, L и d, соответствующих дифракции Фраунгофера и Френеля. Дифракция Фраунгофера имеет место, когда $kd^2/l \ll 1$, т. е. $d \ll \sqrt{l\lambda}$, где $\frac{1}{l} = \frac{1}{R} + \frac{1}{L}$. При очень удалённом от экрана источнике света можно пренебречь кривизной фронта волны, считать её плоской ($L \to \infty$), тогда $d \ll \sqrt{R\lambda}$. Т. о., дифракция Фраунгофера наблюдается в случае, если размер отверстия значительно меньше зоны Френеля. Картину дифракции в этом случае можно характеризовать угл. распределением интенсивности потока, расходящегося с углом расходимости $\varphi \sim \lambda/d$. Картина дифракции Фраунгофера не меняется, если экраны превратить в диафрагмы, а последние — в экраны (*Бабине теорема*). Из этого следует, в частности, что маленький экран может служить фокусирующей системой в той же степени, что и отверстие в *камере-обскура*.

Более сложный в матем. отношении случай дифракции Френеля $kd^2/l \gg 1$ вызывается изогнутостью дифрагирующего волнового фронта или связан с его относительно большими угл. размерами $d/R \gg \lambda/d$, воспринимаемыми из точки наблюдения P. Дифракция Френеля наблюдается, когда размер отверстия сравним с размером зоны Френеля $d \sim \sqrt{R\lambda}$. Расчёт этого случая требует применения спец. ф-ций даже при простейшей геометрии обрезания волновых фронтов. В случае дифракции плоской волны, нормально падающей на экран-полуплоскость, распределение освещённости на расстоянии R за экраном имеет вид, представленный на рис. 4. Поле за экраном определяется интегралами:

$$u(x) = \frac{1-i}{2} u_0 \left[F(w) + F(\infty)\right], \qquad (3)$$

где

$$F(w) = \int\limits_0^w \exp\left(i\pi\tau^2/2\right) d\tau = C + iS. \qquad (4)$$

Здесь $w = x/\sqrt{\lambda R/2}$, x — расстояние до геом. тени, u_0 — световое поле в отсутствии экрана, C и S — *Френеля интегралы*. В этом случае нет резкой границы между светом и тенью, в области геом. тени интенсивность света убывает монотонно по степенному закону: $I \sim w^{-2}$, на освещённой части видны дифракц. полосы, интенсивность меняется по закону

$$I/I_0 = 1 + \sin\left(w^2 - \frac{\pi}{4}\right)/\sqrt{\pi}\, w.$$

Освещённость по всей области в случае дифракции Френеля на полуплоскости удобно определять графически с помощью *Корню спирали*. При Д. с. на полуплоскости ни при каких

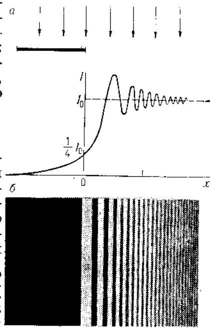


Рис. 4. Дифракция плоского волнового фронта на полуплоскости; *а* — графическое распределение интенсивности I; *б* — дифракционная картина.

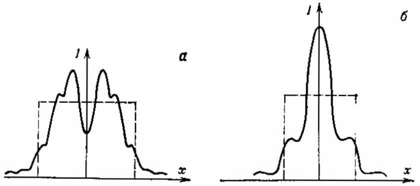
условиях не реализуется случай дифракции Фраунгофера.

Дифракция плоской волны на щели (рис. 5) также описывается интегралами Френеля. При нормальном её падении поле определяется

$$u(x) = \frac{1-i}{2} u_0 \left[F(w_+) - F(w_-)\right], \qquad (5)$$

где $w_\pm = (x \pm d)/\sqrt{2\lambda R}$, d — ширина щели, x — отсчитывается от плоскости симметрии. При переходе от дифракции Френеля к дифракции Фраунгофера происходит многократное неполное затенение центра картины. Наибольшее затенение (интенсивность $\approx 0{,}6$ падающей) получается при $d = 1{,}9\sqrt{2\lambda R}$ (рис. 5, *а*). При дифракции Фраунгофера доля света, приходящаяся на осн. максимум в центре картины, значительно превосходит освещённость всего остального (рис. 5, *в*). Следует отметить, что чем ýже щель, тем больше дифракц. расходимость света. По этой причине картина фраунгоферовой дифракции на прямоугольнике (рис. 6) сильнее вытянута вдоль его короткой стороны. Побочные максимумы вдоль осей симметрии появляются всегда при Д. с. на фигурах с углами и обусловливают явления «световых вееров», к-рые при наблюдении маленьких светящихся объектов выглядят радиальными лучиками.

Картины дифракции Френеля на круглых диафрагме и экране (рис. 2 и 3) в общем случае трудны для анализа. Однако об их особенностях можно судить по освещённости на осевой линии. За экраном на оси осве-



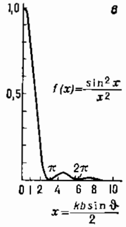


Рис. 5. Распределение интенсивности при дифракции на щели: a — $d=1{,}9\sqrt{2R\lambda}$; $б$ — $d=1{,}7\sqrt{R\lambda}$; $в$ — дифракция Фраунгофера, $x={}^1/_2 kd\sin(\widehat{nr})$. Пунктиром показано распределение интенсивности, к-рое получилось бы по законам геометрической оптики.

щённость монотонно возрастает по мере удаления от экрана и стремится к $^1/_4$ интенсивности падающего света. На оси за круглой диафрагмой имеется бесконечное

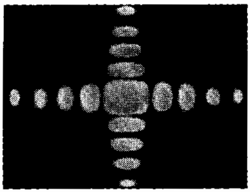


Рис. 6. Дифракция Фраунгофера на прямоугольной диафрагме.

число мест, где интенсивность достигает интенсивности падающего света и в промежутках между ними — бесконечное число мест с нулевой интенсивностью. Картина дифракции Фраунгофера на экране (диафрагме) представляет собой центральное яркое пятно, окружённое системой тёмных и светлых колец, на долю к-рых приходится малая часть дифрагировавшего света.

Сложную картину Д. с. представляет область фокуса линзы (рис. 7) с фокусным расстоянием f и апертурой a. Осн. световая энергия сосредоточена в эллипсоиде вращения с центром в фокусе и полуосями $\lambda(f/a)^2$ — продольной и $(\lambda/2)(f/a)$ — поперечной. Вне эллипсоида имеются кольцеобразные области затемнения (кольца Эйри).

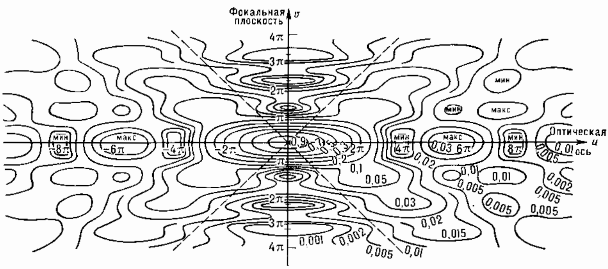


Рис. 7. Линии равной интенсивности (изофоты) вблизи фокуса линзы сходящейся сферической волны, дифрагировавшей на круглом отверстии.

Теория Френеля полностью удовлетворяет требованиям практики, в первую очередь инструментальной оптики, однако она ограничена рамками эвристических принципов. Математически полное построение теории Френеля выполнил Г. Р. Кирхгоф (G. R. Kirchhoff; 1882), применив интегральное соотношение Гельмгольца

$$4\pi u_P=\int\limits_{(S)} dS\left[\frac{\exp(ikr)}{r}\nabla u_S-u_S\nabla\frac{\exp(ikr)}{r}\right], \qquad (6)$$

связывающее поле в точке P с его значением на произвольной поверхности, охватывающей P; r — расстояние до поверхности S. Кирхгоф показал, что если экран считать неизлучающим, т. е. поле и его нормальная производная на экране — нули, то (6) принимает вид дифракц. интеграла (1). Однако в теории Кирхгофа не учитываются векторный характер световых волн и свойства самого материала экрана.

В строгих методах Д. с. рассматривается как вид рассеяния света, а математически — как граничная задача рассеяния. Число таких задач, решённых точно, невелико. Среди них решённая первой А. Зоммерфельдом (A. Sommerfeld; 1869) задача дифракции плоской волны на идеально проводящем клине. Решение этой задачи позволяет выяснить пределы применимости теории Френеля — Кирхгофа и даёт корректную матем. основу представлениям Юнга. Из этого решения следует, что свет проникает в область тени сильнее, чем предсказано (3). На открытой полуплоскости, дополняющей экран, там, где в теории Френеля — Кирхгофа поле при нормальном падении считается заданным и постоянным, решение Зоммерфельда предсказывает сильные осцилляции при произвольных удалениях от края экрана. Зависимость поля от r вдали от края в области тени такая же, как если бы край был линейным источником волны, т. е. $u\sim 1/\sqrt{kr}$, что согласуется с представлениями Юнга. На самом деле, край не бесконечно тонкий источник, хотя и при приближении к нему плотность потока неограниченно растёт. По этой причине глазу, аккомодированному на край, он кажется светящейся линией.

Развитие концепции излучающего края — граничной дифрагированной волны — и выяснение её связи с теорией Френеля — Кирхгофа выполнено Дж. А. Маджи (G. A. Maggi; 1888) и А. Рубиновичем (A. Rubinowicz; 1917). Было показано, что интеграл Кирхгофа — Френеля по поверхности можно преставить двумя слагаемыми. Первому соответствует поле, описываемое законами геом. оптики. Второе — интеграл по контуру края экрана (диафрагмы) — описывает дифрагированное поле, источником к-рого служит этот край. Теория граничной дифрагированной волны правильно описывает область малых углов дифракции, потому что эта теория — строгое следствие френелевой. Граничной волной можно объяснить проникновение света в область геом. тени и представить это как результат своеобразного отражения — преломления падающих лучей на грани экрана (диафрагмы).

Рассмотренные выше случаи относились к Д. с. на телах с острыми краями. Резкое обрезание волновых фронтов приводит к характерным для дифракц. картин структурам полос. Причём, несмотря на то, что радиусы закругления краёв реальных экранов велики по сравнению с λ, дифракц. картины почти не зависят от формы краёв и их размеров: даже стеклянная пластинка радиусом в неск. метров, изогнутого края к-рой касается световая волна, создаёт структуру полос того же вида, что и лезвие бритвы. В дифракц. картине наряду со структуированной составляющей присутствует медленно меняющийся фон. Среди явлений Д. с. имеются такие, в к-рых эффектами границ можно пренебречь и в к-рых на первый план выступают плавные деформации светового поля (как, напр., расплывание пучка при его распространении и *дифракционная расходимость*). Среди световых пучков с плавным распределением интенсивности по сечению выделяют т. н. гауссовы пучки, у к-рых закон изменения поля по радиусу r

$$u(r, z) \sim \exp[-r^2/r^2(z)]$$

не меняется вдоль оси распространения z, а «радиус» пучка $r(z)=kz/b$ растёт линейно; b — параметр пучка. Расплывание пучков — характерное явление диффузионной Д. с., в теории к-рой нашла воплощение юнгова концепция диффузии волновых фронтов. В этой теории считается, что амплитуда светового поля медленно меняется вдоль лучей на масштабе λ. Осн. ур-ние диффузионной теории — ур-ние параболич. типа — аналогично нестационарному ур-нию Шрёдингера. Задачи диффузионной Д. с. связаны с исследованием распространения света в средах с крупномасштабными (по сравнению с λ) неоднородностями диэлектрич. проницаемости: в турбулентных средах, в голографич. системах, при Д. с. на ультразвуке и др. В этих случаях Д. с. часто неотделима от сопутствующей ей рефракции света.

Д. с. играет в оптике и физике вообще исключительно важную роль: ею определяются, напр., предельные возможности оптич. приборов, разрешающая сила микроскопов и телескопов, добротность открытых резонаторов и др. Появление лазеров определило новый круг задач и явлений, связанных с Д. с. К ним относятся вопросы *дифракции частично когерентных полей* или явление самодифракции в нелинейных оптич. средах (см. *Нелинейная оптика*).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Зоммерфельд А., Оптика, пер. с нем., М., 1953; Хенл X., Мауэ А., Вестпфаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964; 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; Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З., Основы теории дифракции, М., 1982. *С. Г. Пржибельский.*

ДИФРА́КЦИЯ СВЕ́ТА НА УЛЬТРАЗВУ́КЕ (акустооптическая дифракция) — совокупность явлений, связанных с отклонением от законов прямолинейного распространения света в среде в присутствии УЗ-волны. В результате периодич. изменения показателя преломления света под действием звуковой волны в среде возникает структура, аналогичная *дифракционной решётке*. Если в такой структуре распространяется пучок монохроматич. света, то в ней, помимо основного, возникают пучки отклонённого (дифрагированного) света. Поскольку дифракция происходит на движущейся решётке, то в результате *Доплера эффекта* частота дифрагированного света оказывается сдвинутой по отношению к частоте ω падающего света: для m-го порядка дифракции

$$\omega_m = \omega \pm m\Omega, \tag{1}$$

где ω_m — частота дифрагированного света, Ω — частота звука. Частота света, отклонённого в сторону распространения УЗ-волны, увеличивается, а отклонённого в противоположную сторону — уменьшается.

Наблюдать Д. с. на у. можно, посылая лазерный луч *1* (рис. 1) на образец *2*, в к-ром излучатель звука *3* возбуждает УЗ-волну. Линза *4* собирает дифрагированный свет, идущий по разным направлениям, в разл. точках экрана *5*. В отсутствие УЗ на экране видно световое пятно от проходящего света; при включении УЗ справа и слева от него появляются пятна, создаваемые дифрагированным светом разл. порядков. Помещая вместо экрана диафрагму, можно выделить соответствующий порядок дифракции. Регистрирующая система, содержащая фотоприёмное устройство *6* и поляризац. анализатор *7*, позволяет измерять интенсивность дифрагированного излучения, его угл. и поляризац. характеристики.

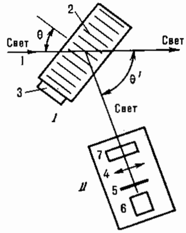


Рис. 1. Схема наблюдения дифракции света на ультразвуке: I — акустооптическая, II — регистрирующая системы.

Теоретич. описание Д. с. на у. основано на решении *Максвелла уравнений* в среде, диэлектрич. проницаемость к-рой ε содержит периодич. возмущение, вызванное акустич. волной:

$$\varepsilon(\boldsymbol{r}, t) = \varepsilon_0 - \varepsilon^2 p S_0 \cos(\boldsymbol{Kr} - \Omega t), \tag{2}$$

где ε_0 — диэлектрич. проницаемость невозмущённой среды, $p=(\varepsilon_0-\varepsilon)/\varepsilon_0^2 S$ — упругооптич. постоянная, S_0 — амплитуда деформации в звуковой волне, $\boldsymbol{K}$ и Ω —

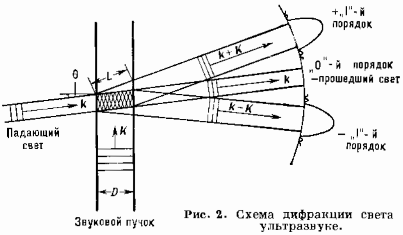


Рис. 2. Схема дифракции света на ультразвуке.

волновой вектор и частота звука. В первом приближении электрич. поляризация, обусловленная одновременным воздействием на среду падающей световой волны и звука, является источником рассеянного светового излучения, содержащего две компоненты с частотами $\omega\pm\Omega$. Компонента с суммарной частотой выходит из объёма взаимодействия по направлению вектора суммы $(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{K})$, а с разностной — по направлению $(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{K})$, где $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор света (рис. 2). Т. о., непосредств. взаимодействие падающего излучения с УЗ обусловливает лишь 1-й порядок дифракции: более высокие порядки возникают при взаимодействии со звуком света, уже отклонённого в 1-й порядок.

Дифракция имеет место при любом угле падения света на акустич. пучок. В общем случае интенсивность дифрагированного света I мала по сравнению с интенсивностью падающего I_{00}, поскольку эл.-магн. волны, испускаемые разл. частями области акустооптич. взаимодействия, интерферируя, взаимно гасят друг друга. Лишь при определ. условиях излучение рассеянное разл. точками оказывается синфазным и эффективность дифракции $\eta=I/I_{00}$ возрастает на много порядков — возникает явление т. н. резонансной дифракции. Интенсивность отклонённого в результате дифракции света I увеличивается как с ростом интенсивности звука $I_{зв}$, так и с возрастанием размера области акустооптич. взаимодействия в направлении распространения дифрагированного света — длины взаимодействия L: $I \sim p^2 I_{зв} I_{00} L^2$. При достаточной длине L значение I становится сравнимым с I_{00} и дифракционная картина определяется характером взаимодействия с УЗ-света, уже отклонённого в 1-й порядок. Резонансная дифракция возникает, если выполняется условие синфазности рассеянного излучения:

$$\left| |\boldsymbol{k} \pm \boldsymbol{K}| - \frac{\omega \pm \Omega}{c/n} \right| L \ll 1, \tag{3}$$

где n — показатель преломления света в среде.

Если рассматривать резонансную дифракцию как процесс поглощения (испускания) акустич. *фонона* $\boldsymbol{K}$, Ω фотоном $\boldsymbol{k}$, ω, приводящий к образованию рассеянного фотона с частотой ω' и волновым вектором $\boldsymbol{k}'$, то условие (3) эквивалентно закону сохранения энергии — импульса:

$$\omega' = \omega \pm \Omega, \quad \boldsymbol{k}' = \boldsymbol{k} \pm \boldsymbol{K}. \tag{4}$$

Условие возникновения и характер резонансной Д. с. на у. зависят от соотношения между длинами волн

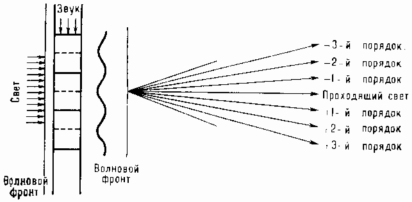


Рис. 3. Схема дифракции Рамана — Ната.

света λ и звука Λ. Для низкочастотного звука, длина волны к-рого удовлетворяет условию $\lambda L/\Lambda^2 \ll 1$, резонансная дифракция имеет место при нормальном падении света на звуковой пучок — это т. н. **дифракция Рамана — Ната**. В этом случае световая волна проходит сквозь звуковой пучок не отражаясь, а периодич. изменение n под действием УЗ приводит к модуляции фазы прошедшей волны. Такая волна эквивалентна значительному числу плоских волн, распространяющихся под малыми углами θ'_m к проходящему световому пучку (рис. 3). При выходе из области акустооптич. взаимодействия световой пучок разбивается на серию лучей с частотами $\omega_m = \omega + m\Omega$, $m = 0, \pm 1, \ldots$, направления к-рых определяются соотношениями:

$$\sin \theta'_m = m\lambda/\Lambda.$$

Интенсивность света в m-м дифракц. максимуме равна

$$I_m = I_{00} J_m^2 \left(\frac{\pi p n^3 S_0}{\sim 2\lambda_0} L \right) = I_{00} J_m^2 \left(\frac{nL}{\lambda_0} \sqrt{\frac{1}{2} M_2 I_{зв}} \right), \tag{5}$$

где J_m — ф-ция Бесселя 1-го рода m-го порядка, λ_0 — длина световой волны в вакууме. Величина $M_2 = p^2 n^6/\rho c_{зв}^3$ (ρ — плотность материала, $c_{зв}$ — скорость звука в нём) наз. **акустооптическим качеством материала** и является осн. характеристикой его акустооптич. свойств. С увеличением L или S_0 интенсивности как проходящего света, так и света, отклонённого в разл. порядки дифракции, осциллируют (рис. 4), причём амплитуда осцилляций постепенно уменьшается, т. к. энергия падающего излучения перераспределяется среди всё возрастающего числа дифракц. максимумов. Дифракция Рамана — Ната наблюдается при рассеянии света на звуковых волнах с частотами от неск. десятков МГц и ниже. С уменьшением ширины звукового пучка интервал акустич. частот,

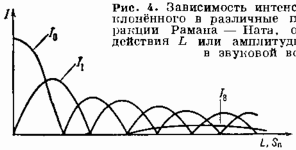


Рис. 4. Зависимость интенсивности света, отклонённого в различные порядки при дифракции Рамана — Ната, от длины взаимодействия L или амплитуды деформации S_0 в звуковой волне.

для к-рых возможен этот вид дифракции, расширяется в область более высоких частот.

Резонансная дифракция света на высокочастотном звуке, длина волны к-рого удовлетворяет условию $\lambda L/\Lambda^2 > 1$, наз. **дифракцией Брэгга** или **брэгговской дифракцией**. Она представляет собой частичное отражение волны от звуковой решётки (рис. 5). Эффективная дифракция имеет место, если волны, отражённые от соседних максимумов показателя преломления, имеют разность оптич. хода, равную λ. Это происходит, если свет падает под определ. углом, т. н. углом Брэгга $\theta_Б$. При брэгговской дифракции свет отклоняется только в один из максимумов 1-го порядка. В зависимости от того, какой угол — тупой или острый образуют векторы $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{K}$, частота дифрагированного света равна $\omega + \Omega$ (+1-й порядок) или $\omega - \Omega$ (−1-й порядок).

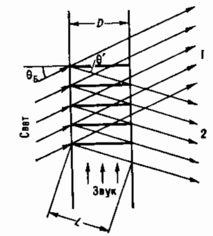


Рис. 5. Схема дифракции Брэгга в изотропной среде: *1* — проходящий свет; *2* — дифрагированный свет.

В изотропной среде угол Брэгга определяется лишь длинами волн света и звука:

$$\theta_Б = \arcsin\left(\frac{1}{2}\,\frac{\lambda}{\Lambda}\right). \tag{6}$$

Угол рассеяния θ', под к-рым выходит дифрагированный свет, равен $\theta' = \theta_Б$. Для данной длины световой волны λ существует предельная звуковая частота $\Omega_{пр} = 4\pi c_{зв}/\lambda$, выше к-рой брэгговская дифракция невозможна. Эта частота отвечает рассеянию света точно в обратном направлении. Энергия падающего излучения распределяется между проходящим и дифрагированным лучами. Интенсивность дифрагированного света I_1 возрастает с увеличением интенсивности звука $I_{зв}$ и длины взаимодействия L до тех пор, пока весь падающий свет не окажется дифрагированным. При дальнейшем увеличении $I_{зв}$ или L часть отклонённого света, вновь дифрагируя на звуковой решётке, выходит из акустич. пучка по направлению падающего излучения. В результате возникает периодич. зависимость интенсивности проходящего I_0 и дифрагированного I_1 света от $I_{зв}$ и L:

$$I_0 = I_{00} \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{M_2 I_{зв}}\, L/\lambda_0\right),$$
$$I_1 = I_{00} \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{M_2 I_{зв}}\, L/\lambda_0\right). \tag{7}$$

В анизотропной среде свет с разной поляризацией имеет разл. скорости распространения. Поэтому условия (4) выполняются при разл. углах падения света в зависимости от того, сохраняет дифрагированный свет поляризацию падающего или нет. Если поляризация не меняется, то угол $\theta_Б$ по-прежнему определяется выражением (6), а $\theta' = \theta_Б$. Дифракция с изменением плоскости поляризации (т. н. анизотропная дифракция) имеет место, когда свет падает под углом

$$\theta_Б = \arcsin\left\{\frac{1}{2n_0}\left[\frac{\lambda_0}{\Lambda} + \frac{\Lambda\left(n_0^2 - n_1^2\right)}{\lambda_0}\right]\right\}, \qquad (8)$$

где n_0 — показатель преломления надающего света, n_1 — дифрагированного. Угол рассеяния θ' при анизотропной дифракции равен

$$\theta' = \arcsin\left\{\frac{1}{2n_1}\left[\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \frac{\Lambda\left(n_0^2 - n_1^2\right)}{\lambda_0}\right]\right\} \qquad (9)$$

и меняется в пределах от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ (рис. 6).

Осн. особенности анизотропной дифракции следующие. 1) При неизменном угле падения света на акустич. пучок дифракция имеет место при двух разл. значениях частоты звука, к-рым соответствуют разл. углы отклонения дифрагированного света (рис. 7). 2) Если плоскость рассеяния не проходит через оптич. ось кристалла, то существует мин. значение частоты звука $\Omega_{мин} = c_{зв}\,|\,n_0 - n_1/\lambda_0$, ниже к-рого анизотропная дифракция невозможна (рис. 6).

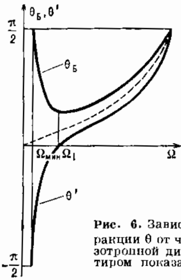


Рис. 6. Зависимость угла Брэгга $\theta_Б$ и угла дифракции θ от частоты f звуковой волны при анизотропной дифракции для случая $n_0 > n_1$. Пунктиром показана зависимость $\theta_Б(f)$ в изотропной среде.

3) При $n_0 > n_1$ (рис. 8) существует мин. значение угла падения:

$$\theta_{мин} = \arcsin\sqrt{\frac{2(n_0 - n_1)}{n_0}},$$

при к-ром анизотропная дифракция ещё наблюдается. Если свет падает на звуковой пучок под углом $\theta_{мин}$,

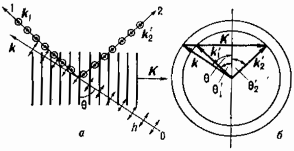


Рис. 7. *а* — схема дифракции Брэгга в анизотропной среде с поворотом плоскости поляризации: 0 — падающий луч света; 1 и 2 — дифрагированные лучи, соответствующие двум различным частотам звука; направления электрических колебаний световых волн указаны на лучах стрелками (колебания в плоскости рисунка) и точками в кружках (колебания, перпендикулярные плоскости рисунка); *б* — векторная диаграмма.

то дифракция с поворотом плоскости поляризации наблюдается на частоте звука

$$\Omega_1 = \frac{c_{зв}}{\lambda_0}\sqrt{2n_0\,(n_0 - n_1)}.$$

При изменении акустич. частоты вблизи значения Ω_1 угол $\theta_Б$ меняется незначительно, а угол θ' — существенно. Дифрагированный луч при $\theta = \theta_{мин}$ выходит из области дифракции под прямым углом к направлению распространения звука (рис. 8). Если же $n_1 > n_0$ (рис. 9), то анизотропная дифракция имеет место при любых углах падения света, однако возможные значения θ' ограничены:

$$\theta' \geqslant \arcsin\sqrt{\frac{2(n_1 - n_0)}{n_0}}.$$

Наименьшее значение угла рассеяния соответствует нормальному падению света на акустич. пучок.

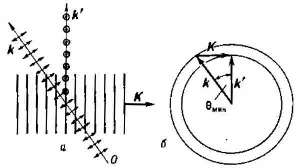


Рис. 8. *а* — схема анизотропной дифракции для случая предельного угла падения света на звуковой пучок при $n_0 > n_1$; *б* — векторная диаграмма.

4) Возможна коллинеарная дифракция, при к-рой направлении распространения падающего и дифрагированного света совпадают (рис 10). Она имеет место, если частота звука равна $\Omega_{мвк}$.

Применение акустооптической дифракции. Д. с. на у. позволяет определять по изменению интенсивности света в дифракц. спектрах характеристики звуковых

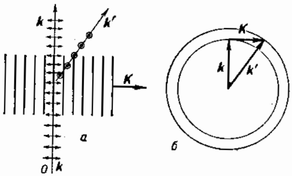


Рис. 9. *а* — схема анизотропной дифракции при $n_0 < n_1$; *б* — векторная диаграмма.

полей, практически не возмущая поля. С помощью Д. с. на у. измеряют поглощение и скорость УЗ в диапазоне частот от неск. МГц до десятков ГГц, модули упругости 2-го и 3-го порядков, упругооптич. свойства материалов. Возможность спектрального анализа звукового сигнала акустооптич. методами позволяет исследовать отклонение формы профиля звуковой волны от синусоидальной из-за нелинейных искажений. Д. с. на у. при-

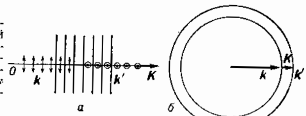


Рис. 10. *а* — схема анизотропной коллинеарной дифракции; *б* — векторная диаграмма: векторы K, k и k' — коллинеарны.

меняется для модуляции и отклонения света в разл. устройствах *акустооптики* (модуляторах, дефлекторах, фильтрах). Используется Д. с. на у. при оптико-акустич. обработке сигналов, для приёма сигналов в УЗ-линиях задержки и др.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона и Р. Терстона, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 5; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н., Дифракция света на звуке в твердых телах, «УФН», 1978, т. 124, с. 61. *В. М. Левин.*

ДИФРАКЦИЯ ЧАСТИЦ — упругое когерентное рассеяние микрочастиц объектами (т. е. рассеяние, происходящее без изменения рассеивающего объекта), при к-ром из нач. пучка частиц возникают отклонённые от него дифракц. пучки. Д. ч. имеет место при рассеянии нейтронов, электронов, атомов, молекул; рассеивающими объектами являются кристаллы, молекулы жидкостей и газов. Направление и интенсивность дифракц. пучков зависят от строения (атомного состава и структуры) и размера рассеивающего объекта, а также длины волны де Бройля частиц.

Д. ч.— следствие их волновой природы. Идея Л. де Бройля о *корпускулярно-волновом дуализме* материи впервые получила эксперим. подтверждение с открытием дифракции электронов (1927); позднее наблюдалась также дифракция атомов, молекул, нейтронов, протонов.

Поведение микрочастиц подчиняется квантовым законам и описывается *Шрёдингера уравнением* (в нерелятивистском приближении):

$$\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}[E-U(x,\ y,\ z)]\,\psi=0, \qquad (1)$$

где ψ — волновая ф-ция частицы, E и U — её полная и потенц. энергии.

В соответствии с общей постановкой задачи дифракции решение этого ур-ния представляет собой сумму двух ф-ций: $\psi_0+\psi_s$, где ф-ция ψ_0 свободного движения частицы ($U=0$) имеет вид плоской волны:

$$\psi_0=A\exp(ik_0z), \qquad (2)$$

где $k_0=2\pi/\lambda$, а длина волны $\lambda=2\pi\hbar/mv=2\pi\hbar/\sqrt{2mE}$, т. е. определяется массой m и энергией E (или импульсом mv, v — скорость) частицы, а ψ_s — ф-ция дифрагированных (рассеянных) частиц, не содержащая в себе волн, идущих из бесконечности (*причинности принцип*). Нач. волна ψ_0 взаимодействует с объектом, характер этого взаимодействия и строение объекта описываются ф-цией $U(x,\ y,\ z)$. Решение ур-ния (1) даёт описание дифракц. картины в реальном координатном пр-ве, причём $|\psi_s|^2$ определяет вероятность попадания рассеянной частицы в данную точку.

При дифракции частиц того или иного сорта проявляется физ. специфика их взаимодействия с веществом. Так, рассеяние электронов определяется эл.- статич. потенциалом атомов $\varphi(\boldsymbol{r})$, так что $U=e\varphi(\boldsymbol{r})$, где e — заряд электрона; при рассеянии нейтрона осн. вклад в потенц. энергию U вносит их взаимодействие с ядром, а также с магн. моментом атома (см. *Дифракция электронов*, *Дифракция нейтронов*, *Дифракция атомов и молекул*). Тем не менее явления Д. ч. всех типов, а также *дифракции рентгеновских лучей* очень сходны и описываются одинаковыми или очень близкими ф-лами, различающимися множителями — атомными амплитудами. Мн. явления *дифракции света* также находят аналоги в Д. ч.

Д. ч. используется в структурном анализе вещества (см. *Нейтронография*, *Электронная микроскопия*, *Электронография*).

Лит.: Тартаковский П. С., Экспериментальные основания волновой теории материи, Л.— М., 1932; Пинскер З. Г., Дифракция электронов, М.— Л., 1949; Вайнштейн Б. К., Структурная электронография, М., 1956; Каули Дж., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; Laue M. von, Materiewellen und ihre Interferenzen, 2 Aufl., Lpz., 1948.

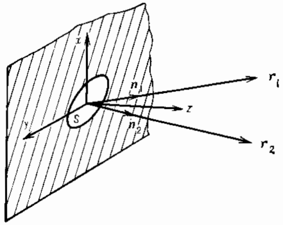
Б. К. Вайнштейн.

ДИФРА́КЦИЯ ЧАСТИ́ЧНО КОГЕРЕ́НТНЫХ ПОЛЕ́Й — спец. случай дифракции (в оптике, радиофизике, акустике), когда падающая волна является частично когерентной (см. *Когерентность*). Флуктуации падающей волны приводят к аналогичным флуктуациям дифрагированной волны и влияют на её статистич. характеристики, такие как распределение ср. интенсивности, ср. диаграмма направленности, ср. размеры дифракц. пятен в фокусах линз и т. д. Если, напр., в оптич. системе регистрируются средние по времени величины, к-рые при наличии эргодичности совпадают со средними по статистическому ансамблю, то частичная когерентность падающей волны может изменять (как уменьшать, так и увеличивать) пределы разрешения такой системы.

Осн. черты Д. ч. к. п. наглядно видны на простейшем примере дифракции случайного монохроматич. поля u_0 на отверстии S в плоском экране (рис.). Пусть ср. значение $\langle u_0\rangle=0$ и поле u_0 в плоскости $z=0$ характеризуется ф-цией когерентности

$$\Gamma^0(\boldsymbol{\rho}_\perp)=\langle u_0(\boldsymbol{r}_\perp+\boldsymbol{\rho}_\perp)\,u_0^*(\boldsymbol{r}_\perp)\rangle$$

($\boldsymbol{r}_\perp$ — поперечная относительно z компонента $\boldsymbol{r}$, $*$ — комплексное сопряжение). Выразив дифрагированное поле u при $z>0$ через u_0 в приближении Кирхгофа



(см. *Кирхгофа метод*), для ср. интенсивности I дифрагированного поля вдали от отверстия получим:

$$I=\langle|u(\boldsymbol{r})|^2\rangle\sim$$

$$\sim\int M(\boldsymbol{R}_\perp+\boldsymbol{\rho}_\perp/2)\,M(\boldsymbol{R}_\perp-\boldsymbol{\rho}_\perp/2)\,\Gamma^0(\boldsymbol{\rho}_\perp)\times$$

$$\times\exp(2\pi i\lambda^{-1}\boldsymbol{n}\boldsymbol{\rho}_\perp)\,d\boldsymbol{R}_\perp d\boldsymbol{\rho}_\perp. \qquad (*)$$

Здесь λ — длина волны, $\boldsymbol{n}=\boldsymbol{r}/r$ — единичный вектор, определяющий угловое распределение I, $M(\boldsymbol{r}_\perp)$ — ф-ция пропускания отверстия, равная единице на S и нулю — вне S, и опущен медленно меняющийся коэф. пропорциональности.

В случае когерентной падающей волны, когда характерный размер отверстия a мал по сравнению с радиусом корреляции падающего поля $l_к$ [характерным масштабом спадания $\Gamma^0(\boldsymbol{\rho}_\perp)$], в ф-ле (*) $\Gamma^0(\boldsymbol{\rho}_\perp)\approx\Gamma^0(0)$, и ср. интенсивность равна

$$I\sim\Gamma^0(0)\left|\int M(\boldsymbol{R}_\perp)\exp(2\pi i\lambda^{-1}\boldsymbol{n}\boldsymbol{R}_\perp)\,d\boldsymbol{R}_\perp\right|^2,$$

откуда видно, что угловое распределение I определяется формой отверстия S, как это имеет место при дифракции регулярной плоской волны. В противоположном предельном случае некогерентного освещения, $a\gg l_к$, можно пренебречь $\boldsymbol{\rho}_\perp$ по сравнению с $\boldsymbol{R}_\perp$, тогда

$$I\sim S\int\Gamma^0(\boldsymbol{\rho}_\perp)\exp(2\pi i\lambda^{-1}\boldsymbol{n}\boldsymbol{\rho}_\perp)\,d\boldsymbol{\rho}_\perp,$$

где S — площадь отверстия. При этом угловое распределение I определяется ф-цией Γ^0, т. е. характером неоднородностей u_0, и не зависит от формы отверстия. Поэтому если в отверстие поместить фокусирующую линзу с фокусным расстоянием F, то характерный размер фокального пятна будет в среднем равен $\lambda F/l_к$, а не $\lambda F/a$, как в случае когерентного освещения.

Корреляц. свойства излучения характеризуют *степенью когерентности* $\gamma=\langle u(\boldsymbol{r}_1)u^*(\boldsymbol{r}_2)\rangle\cdot(I_1I_2)^{-1/2}$. В случае когерентной падающей волны $\gamma=1$. Для частично когерентного освещения $|\gamma|\leqslant1$, при малых $l_к$ величина γ пропорциональна фурье-преобразованию от распределения интенсивности по отверстию S (см. *Ван-Циттерта — Цернике теорема*).

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973, гл. 10; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978, § 10, 11; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981, гл. 4, § 5.

Л. А. Апресян.

ДИФРА́КЦИЯ ЭЛЕКТРО́НОВ — упругое рассеяние электронов на кристаллах или молекулах жидкостей и газов, при к-ром из первичного пучка образуются отклонённые на определ. углы дополнит. пучки электронов. Углы отклонения от нач. направления и интенсивности таких пучков определяются структурой рассеивающего объекта. Д. э., открытая в 1927 К. Дэвиссоном (C. Davisson) и Л. Джермером (L. Germer), подтвердила справедливость гипотезы Л. де Бройля (L. de Broglie, 1923) о волновых свойствах частиц.

В соответствии с квантовомеханич. представлениями движение электрона с массой m и импульсом $p = mv$ (v — его скорость) описывается плоской монохроматич. волной, длина к-рой определяется соотношением де Бройля:

$$\lambda = h/p = h/mv. \quad (1)$$

В ускоряющем электрич. поле кинетич. энергия $mv^2/2$ сравнительно медленно движущегося электрона с зарядом e равна приобретённой им энергии eE, где E — пройденная разность потенциалов. Следовательно, $v=(2\ eE/m)^{1/2}$. Подставляя в (1) выражение для v и численные значения констант, получим:

$$\lambda \simeq \frac{1{,}226}{\sqrt{E}}\ (\text{нм}). \quad (2)$$

При скоростях электрона, сопоставимых со скоростью света c, учитывая зависимость m от v ($m=m_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$, m_0 — масса покоя), получим:

$$\lambda = \frac{1{,}226}{E^{1/2}(1+0{,}9788\cdot 10^{-6}E)^{1/2}}\ (\text{нм}). \quad (3)$$

Релятивистская поправка (выражение в скобках) существенна для $E>10^5$ В. Ниже приведены значения λ для разл. E:

E, В	1	50	100	10^3	$4\cdot10^4$	$6\cdot10^4$	10^5	10^6
λ, нм	1,226	0,174	0,12	0,039	0,060	0,0045	0,0037	0,0004

Для электронов с энергией от десятков до сотен эВ λ того же порядка, что и длина волны рентгеновского излучения, такие электроны наз. медленными. Электронам с энергией в несколько десятков кэВ соответствуют длины волн γ-излучения (десятые доли нм). Электроны таких (и выше) энергий наз. быстрыми. Электронам с энергией 100—150 эВ соответствуют значения λ порядка размеров атомов или межатомных расстояний в кристаллах. Такие медленные электроны с энергией ок. 100 эВ и использовали Дэвиссон и Джермер в своих экспериментах. Тонкий пучок электронов падал на грань (111) монокристалла никеля нормально к её поверхности (рис. 1). Распределение рассеянных электронов регистрировалось в опыте под разными углами θ с помощью гальванометра, подключённого к цилиндру Фарадея. При этом были зафиксированы чёткие максимумы (рис. 2), положение к-рых соответствовало условию:

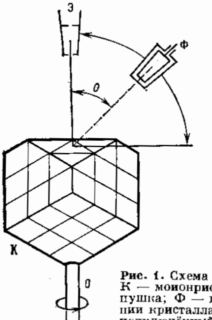


Рис. 1. Схема опыта Дэвиссона и Джермера: К — монокристалл никеля; Э — электронная пушка; Ф — цилиндр Фарадея. При вращении кристалла вокруг оси 0 гальванометр, подключённый к цилиндру Фарадея, регистрирует дифракционные максимумы.

$$a \sin\theta = n\lambda,$$

где a — межатомное расстояние в Ni (111), полученное ранее с помощью рентгенографич. исследований, а значение λ вычислялось по ф-ле (2). Вскоре после опытов Дэвиссона и Джермера Дж. П. Томсон (G. P. Thomson) (и независимо П. С. Тартаковский) осуществил дифракцию быстрых электронов.

Наряду с двухмерной Д. э. (рассеянием на поверхности кристалла) в опытах Дэвиссона и Джермера были зафиксированы и максимумы, отвечающие трёхмерной

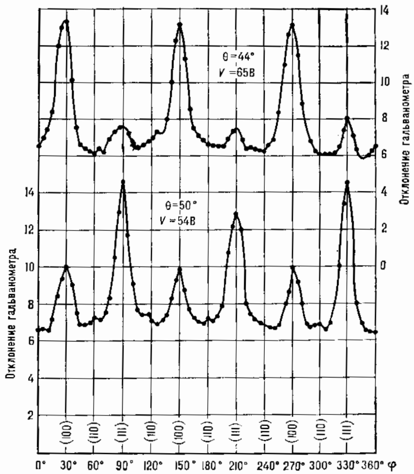


Рис. 2. Дифракционная картина, полученная в опыте Дэвиссона и Джермера при различных углах φ поворота кристалла для двух ускоряющих напряжений V, двух значений угла θ, определяющих положение гальванометра. В скобках указаны индексы кристаллографических плоскостей, на которых наблюдалась дифракция.

дифракции, к-рую обычно рассматривают как отражение первичного пучка электронов от системы параллельных атомных плоскостей. В этом случае дифракц. максимумы появляются в направлениях, отвечающих *Брэгга — Вульфа условию*:

$$2d\sin\theta = n\lambda, \quad (4)$$

где d — межплоскостное расстояние, а θ — угол, под к-рым наблюдается дифракц. максимум. Анализ положения соответствующих максимумов показал, что условие (4) выполняется не совсем точно. Это объясняется существованием внутрикристаллич. поля, под влиянием к-рого энергия электронов и, следовательно, длина волны λ_0, с к-рой электроны входят в кристалл, несколько изменяются, т. е. на поверхности кристалла электронная волна испытывает преломление, причём показатель преломления $n=\lambda_0/\lambda$ определяется ср. потенциалом Φ_0 внутрикристаллич. поля:

$$n = \left(1+\frac{\Phi_0}{E}\right)^{1/2}.$$

Обычно $\Phi_0\sim10$—20 В и для быстрых электронов n лишь немного больше единицы: при $\Phi_0=20$ В и $E=100$ кВ $n=1+10^{-4}$. Однако для медленных электронов n может быть заметно больше единицы.

Теория Д. э. Теория Д. э. строилась по аналогии с теорией *дифракции рентгеновских лучей*, однако физ. природа этих явлений существенно различна. В отличие от рентгеновских лучей, к-рые рассеиваются на электронной плотности атомов, рассеяние электронов, обладающих электрич. зарядом, определяется их взаимодействием с электростатич. полем атома, создаваемым как положительно заряженным ядром, так и электронной оболочкой атома. Т. о., рассеивающая способность атома зависит от его строения и у разных хим. элементов различна. Количественно она характеризуется атомной амплитудой рассеяния $f_э(\theta)$, пропорциональной атомному номеру элемента Z:

$$f_э(\theta)=\frac{m_0e^2}{2h^2}\left(\frac{\lambda}{\sin\theta}\right)^2(Z-f_р),$$

где $m_0e^2/2h^2=2{,}38\cdot10^6$ см$^{-1}$, $f_р$ — атомная амплитуда рассеяния рентгеновских лучей. С ростом θ значение $f_э$ быстро падает: $f_э\sim(\sin\theta)^{-2}$ (рис. 3). Атомная амплитуда рассеяния характеризует интенсивность рассеянного пучка, к-рая $\sim f_э^2$.

Электроны взаимодействуют с атомами в миллионы раз сильнее, чем рентгеновское излучение (и тем более

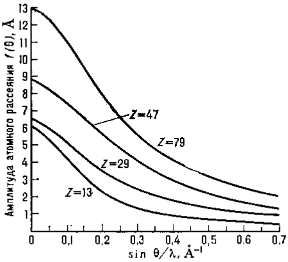


Рис. 3. Атомные амплитуды рассеяния электронов $f_э(\theta)$ для Al, Cu, Ag и Au.

нейтроны), и амплитуда рассеяния электронов более чем на три порядка превышает амплитуду рассеяния рентгеновских лучей. Соответственно интенсивность рассеянного пучка электронов на 6—7 порядков выше, чем рентгеновского. Вследствие интенсивного взаимодействия электронов с атомами дифракц. эксперименты проводят в высоком вакууме, а в качестве образцов используют плёнки толщиной $\sim$10—50 нм (в опытах

Рис. 4. Дифракционная картина, полученная при прохождении пучка электронов ($E=75$ кВ, $\lambda=0{,}05$ Å) сквозь монокристаллическую плёнку ZnSe с ориентацией (111).

на прохождение) либо применяют метод отражения, в к-ром рассеяние происходит в тончайшем поверхностном слое кристалла $\sim$1—10 нм.

Зная значения атомных амплитуд рассеяния и расположение атомов в рассеивающем объекте, можно рассчитать дифракц. картину, т. е. определить пространственное распределение дифракц. максимумов и их интенсивности. Наиб. ярко Д. э. проявляется при рассеянии на кристаллах (рис. 4), т. к. в них атомы расположены упорядоченно в виде трёхмерной дифракц. решётки. При рассеянии пучка электронов на газах, жидкостях или аморфных телах, где сохраняется лишь ближний порядок, обычно наблюдается лишь несколько размытых ореолов.

Д. э. на кристаллах. Д. э. играет важную роль в исследовании структуры кристаллов. Так, симметрия дифракц. картины содержит информацию о типе кристаллич. решётки вещества. Для более подробного анализа структуры необходим расчёт интенсивностей рассеянных электронных волн с помощью динамич. теории дифракции электронов, к-рая идентична динамич. теории дифракции рентгеновского излучения в толстых кристаллах. Невозможность использования кинематич. теории для расчёта интенсивностей связана с большой величиной атомной амплитуды для электронов, вследствие чего даже в очень тонких образцах велика вероятность многократного рассеяния электронов, к-рое не учитывает кинематич. теория.

Для исследования структуры неорганич. веществ и биол. объектов служит метод просвечивающей *электронной микроскопии*, в к-ром используют дифракцию электронов с энергией 10^4—10^5 эВ. Более высокие ($\sim10^6$ эВ) ускоряющие напряжения применяют в электронной микроскопии высокого разрешения, позволяющей анализировать структуру веществ вплоть до атомных масштабов.

До 1964 в структурных исследованиях использовали лишь дифракцию быстрых электронов. Однако для анализа поверхностных структур более эффективным оказалось использование дифракции медленных электронов с энергией 10—100 эВ. Метод дифракции медленных электронов основан на выборочной регистрации электронов, не испытавших неупругого рассеяния в веществе. Поскольку все электроны, проникающие в кристалл глубже чем на $\sim$1 нм, теряют часть энергии, распределение упруго отражённых частиц даёт информацию о структуре тончайшего приповерхностного слоя. С помощью этого метода исследованы структуры атомарночистых поверхностей разл. кристаллов (Ge, Si, GaAs, Au, Mo, W, PbS и т. д.), адсорбированных слоёв, нач. стадий окисления, эпитаксии и т. д. Наиб. интересный результат этих исследований — открытие реконструкции поверхности полупроводников, т. е. преобразования структуры при отжиге (Ge, Si) или при изменении хим. состава (GaAs, InSb), при к-ром происходит образование поверхностных *сверхструктур*. Точный количеств. анализ данных по дифракции медленных электронов требует громоздких расчётов на ЭВМ в рамках динамич. теории.

Эффекты интерференции электронных волн в кристалле проявляются не только в виде образования характерных дифракц. картин. Дифракция внутри самого кристалла изменяет также характер неупругих процессов, происходящих при столкновениях быстрого электрона с атомами вещества (см. *Аномального пропускания эффект*). Анализ зависимости вероятности неупругих процессов от ориентации падающего на кристалл пучка электронов лежит в основе спектроскопии характеристических потерь энергии электронов, спектроскопии рентгеновского излучения.

Лит.: Пинскер З. Г., Дифракция электронов, М.— Л., 1949; Вайнштейн Б. К., Структурная электронография, М., 1956; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 1, М., 1979; Каули Дж., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; Мозольков А. Е., Федянин В. К., Дифракция медленных электронов поверхностью, М., 1982; Томас Г., Горинджи М. Дж., Просвечивающая электронная микроскопия материалов, пер. с англ., М., 1983.

С. А. Семилетов.

ДИФФЕРЕНЦИА́ЛЬНАЯ ФО́РМА — алгебраич. функция от дифференциалов координат. Используется в матем. анализе и дифференц. геометрии, а также в их приложениях. В физ. приложениях дифференциал координаты, dx^i, понимают как «бесконечно малое приращение» и заменяют конечным, но достаточно малым приращением Δx^i. Поэтому Д. ф. оказывается ф-цией, зависящей от разностей координат двух «бесконечно близких» точек. Д. ф. можно определить в любом *многообразии*.

Важнейшим примером Д. ф. является метрика (квадрат расстояния между двумя бесконечно близкими точками в *римановом пространстве*) $ds^2 = g_{ij}(x^1, \ldots, x^n)\, dx^i\, dx^j$, определяемая *метрическим тензором* g_{ij} (по повторяющимся индексам подразумевается суммирование, n — размерность многообразия). Произвольная симметричная Д. ф. степени r имеет вид $\omega = \omega_{i_1 \ldots i_r}(x^1, \ldots, x^n)\, dx^{i_1} \ldots dx^{i_r}$ и определяется симметричным ковариантным тензорным полем ранга r (см. *Тензор*). Несимметричное ковариантное тензорное поле также определяет Д. ф. В этом случае входящие в определение формы дифференциалы (приращения) координат, $dx^i_{(1)}$, $dx^i_{(2)}$, ... различны: $\omega = \omega_{i_1 \ldots i_r}(x^1, \ldots, x^n)\, dx^{i_1}_{(1)} \ldots dx^{i_r}_{(r)}$. Напр., антисимметричный дискриминантный тензор $\eta_{i_1 \ldots i_n}$ определяет в n-мерном евклидовом пространстве форму степени n вида $\omega = \eta_{i_1 \ldots i_n} dx^{i_1}_{(1)} \ldots dx^{i_n}_{(n)} = \det \| dx^i_{(j)} \|$ — элемент объёма (это объём параллелепипеда, вдоль j-й стороны к-рого приращение координат равно $dx^i_{(j)}$).

При переходе к др. системе координат дифференциалы dx^i и коэф. Д. ф. $\omega_{i_1 \ldots i_r}$ меняются согласованно, так что сама форма ω остаётся неизменной (инвариантной).

Особенно важны т. н. внешние Д. ф., определяемые тензорами, антисимметричными по всем индексам. Для внешней Д. ф. степени (ранга) r используют запись

$$\omega = \omega_{i_1 \ldots i_r}(x^1, \ldots, x^n)\, dx^{i_1} \wedge \ldots \wedge dx^{i_r}, \qquad (*)$$

где $dx^{i_1} \wedge \ldots \wedge dx^{i_r}$ (т. н. внешнее произведение дифференциалов) — формальное выражение, антисимметричное по всем индексам. Коэф. $\omega_{i_1 \ldots i_r}$ не обязательно антисимметричны, но в Д. ф. ω даёт вклад лишь антисимметричная часть, $\omega_{[i_1 \ldots i_r]}$. Выражение (*) пригодно лишь в том случае, если всё многообразие покрывается одной системой координат. В противном случае Д. ф. следует представить в виде суммы Д. ф., каждая из к-рых обращается в ноль за пределами одной координатной окрестности, т. е. представима в виде (*). Внешнюю Д. ф. ранга r обычно наз. r-формой. Внешняя Д. ф не может иметь ранг выше n (иначе она обращается в ноль). Формой ранга 0 по определению является ф-ция на многообразии (тензор нулевого ранга).

Каждой r-форме ω вида (*) можно сопоставить $(r+1)$-форму $d\omega = (\partial\omega_{i_1 \ldots i_r}/\partial x^i)\, dx^i \wedge dx^{i_1} \wedge \ldots \wedge dx^{i_r}$, к-рая наз. внешней производной или внешним дифференциалом формы ω. Вторичное применение операции d обращает в ноль любую внешнюю Д. ф., т. е. $dd = 0$. Внешняя производная 0-формы, т. е. ф-ции, совпадает с её дифференциалом, $d\varphi = (\partial\varphi/\partial x^i)\, dx^i$, поэтому

$$d\omega = (d\omega_{i_1 \ldots i_r}) \wedge dx^{i_1} \wedge \ldots \wedge dx^{i_r}.$$

Внешняя Д. ф. ω наз. замкнутой, если $d\omega = 0$, и точной, если существует такая форма σ, что $\omega = d\sigma$. В силу свойства $dd = 0$ всякая точная форма является замкнутой. Обратное справедливо не всегда, напр. это так на многообразии, покрываемом одной системой координат. Поэтому классы замкнутых форм, отличающихся на точные формы, можно использовать для характеристики *топологии* многообразия.

Для r-формы ω и s-формы σ определена $(r+s)$-форма

$$\omega \wedge \sigma = \omega_{i_1 \ldots i_r} \sigma_{j_1 \ldots j_s} dx^{i_1} \wedge \ldots \wedge dx^{i_r} \wedge \wedge dx^{j_1} \wedge \ldots \wedge dx^{j_s},$$

наз. их внешним произведением и удовлетворяющая соотношениям:

$$\sigma \wedge \omega = (-1)^{rs} \omega \wedge \sigma,$$
$$d(\omega \wedge \sigma) = (d\omega) \wedge \sigma + (-1)^r \omega \wedge (d\sigma).$$

В n-мерном евклидовом (псевдоевклидовом) пространстве, где при помощи метрич. тензора можно поднимать тензорные индексы, для внешних Д. ф. определяется операция перехода к дуальным Д. ф. (см. также *Дуальные тензоры*):

$$*\omega = \frac{1}{(n-r)!} \omega^{i_1 \ldots i_r} \eta_{i_1 \ldots i_r j_1 \ldots j_{n-r}} dx^{j_1} \wedge \ldots \wedge dx^{j_{n-r}},$$

переводящая r-форму в $(n-r)$-форму.

В римановом пространстве внеш. производную можно выразить через *ковариантные производные*,

$$d\omega = (\nabla_i \omega_{i_1 \ldots i_r})\, dx^i \wedge dx^{i_1} \wedge \ldots \wedge dx^{i_r},$$

т. к. в силу симметричности *Кристоффеля символов* члены, отличающие ковариантную производную от обычной, не дают вклада в $d\omega$. Дуальная форма в римановом пространстве определяется как

$$*\omega = \frac{1}{(n-r)!} \omega^{i_1 \ldots i_r} \varepsilon_{i_1 \ldots i_r j_1 \ldots j_{n-r}} dx^{j_1} \wedge \ldots \wedge dx^{j_{n-r}},$$

где индексы подняты при помощи метрич. тензора, а вместо дискриминантного тензора использован тензор (точнее, тензорная плотность) Леви-Чивиты

$$\varepsilon_{i_1 \ldots i_n} = |\det \| g_{ij} \||^{1/2} \eta_{i_1 \ldots i_n}.$$

Оператор $*$ в этом случае наз. оператором Ходжа. В римановом пространстве вводят также операцию внешнего кодифференциала, понижающего ранг формы:

$$\delta\omega = -r \nabla^i \omega_{[i i_1 \ldots i_{r-1}]} dx^{i_1} \wedge \ldots \wedge dx^{i_{r-1}}.$$

Эти операции обладают след. свойствами:

$$dd = \delta\delta = 0, \quad **\omega = (-1)^{r(n+1)}\omega,$$
$$*d*\omega = -(-1)^{n(r+1)} \delta\omega,$$
$$*\delta*\omega = (-1)^{n(r+1)} d\omega, \quad (r \text{ — ранг } \omega).$$

На ориентируемых многообразиях корректно определён интеграл от внешней Д. ф. макс. ранга. Если n — размерность многообразия, то

$$dx^{i_1} \wedge \ldots \wedge dx^{i_n} = \eta^{i_1 \ldots i_n} dx^1 \wedge \ldots \wedge dx^n,$$

и поэтому n-форму ω можно представить в виде

$$\omega = \omega_{i_1 \ldots i_n} dx^{i_1} \wedge \ldots \wedge dx^{i_n} = \sigma dx^1 \wedge \ldots \wedge dx^n,$$

где $\sigma = \omega_{i_1 \ldots i_n} \eta^{i_1 \ldots i_n} = n!\, \omega_{1 \ldots n}$ (последнее равенство справедливо лишь в случае, когда величина $\omega_{i_1 \ldots i_n}$ антисимметрична по всем индексам). При замене координат величина σ преобразуется по закону

$$\sigma'(x'^1, \ldots, x'^n) = \det(\partial x^i/\partial x'^j)\, \sigma(x^1, \ldots, x^n),$$

совпадающему с законом преобразования плотности, если якобиан, $\det(\partial x^i/\partial x'^j)$, положителен. Поэтому величина σ ведёт себя как плотность для ориентируемых многообразий. Для такого многообразия интеграл от формы ω равен

$$\int \omega = \int \sigma(x^1, \ldots, x^n)\, dx^1 \ldots dx^n = n! \int \omega_{1 \ldots n}(x^1, \ldots, x^n)\, dx^1 \ldots dx^n,$$

где фигурирует система координат положительной ориентации.

Если ω — нек-рая форма макс. ранга на ориентируемом многообразии, то умножая её на произвольную ф-цию φ, можно получить новую форму $\varphi\omega$, к-рую также можно интегрировать. Поэтому форму ω можно использовать как меру, чтобы интегрировать по этой мере любые ф-ции на многообразии. В частности, на римановом ориентируемом многообразии можно использовать форму $\omega=\sqrt{g}\,dx^1\wedge\ldots\wedge dx^n$ (риманову меру).

Интегрирование форм является мощным инструментом в приложениях гл. обр. потому, что для интегралов от форм справедлива теорема, обобщающая *Стокса формулу* из обычного векторного анализа в $\mathbb{R}^3$. В общем случае теорема Стокса выражается ф-лой $\int\limits_M d\omega=\int\limits_{\partial M}\omega$, где через ∂M обозначена граница M. Для многообразия M размерности n ранг формы ω равен $n-1$ и совпадает с размерностью многообразия ∂M. Ориентация многообразия ∂M в теореме Стокса согласуется с ориентацией многообразия M. Для этого в M (в окрестности нек-рой граничной точки его) выбирается такая система координат $\{x^1, \ldots, x^{n-1}, x^n\}$, в к-рой граница ∂M определяется условием $x^n=0$, а внутр. точкам многообразия M соответствуют значения $x^n>0$. Тогда совокупность чисел $\{x^1, \ldots, x^{n-1}\}$ может служить системой координат на ∂M.

Частными случаями сформулиров. теоремы являются не только обычная ф-ла Стокса, но и ф-ла Гаусса—Остроградского, и целый ряд других интегр. соотношений, применяемых в физике, в частности в теории поля.

На примере электродинамики видно, как естественно выражаются физ. законы в терминах внеш. форм и интегралов от них: 4-вектор тока I_i ($i=0, 1, 2, 3$) определяет 1-форму $I=I_i\,dx^i$, а тензор напряжённости эл.-магн. поля F_{ij} — 2-форму $F=(1/2)\,F_{ij}\,dx^i\wedge dx^j$ в пространстве-времени ($x^0=ct$). В этих терминах первая пара ур-ний Максвелла (к-рая в обычных 4-мерных обозначениях записывается как $F_{ij,k}+F_{jk,i}+F_{ki,j}=0$) принимает вид $dF=0$, а вторая ($\partial F^{ij}/\partial x^j=4\pi c^{-1}I^i$) выражается через дуальные формы в виде $d*F=4\pi c^{-1}*I$. С помощью теоремы Стокса из этих ур-ний легко выводятся соотношения (интегр. форма ур-ний Максвелла) $\int\limits_{\partial V}F=0$, $\int\limits_{\partial V}*F=4\pi c^{-1}\int\limits_V *I$, где V — любая 3-мерная гиперповерхность в 4-мерном пространстве-времени. Напр., если V — чисто пространств. объём (т. е. область на гиперплоскости пост. времени), то первое соотношение означает обращение в ноль магн. потока через любую замкнутую поверхность, а второе утверждает, что поток электрич. поля через замкнутую поверхность пропорционален полному заряду, находящемуся внутри неё.

Лит.: Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия. Методы и приложения, 2 изд., М., 1985; Зорич В. А., Математический анализ, ч. 1—2, М., 1981—84; Шутц Б., Геометрические методы математической физики, пер. с англ., М., 1984. *М. Б. Менский.*

ДИФФЕРЕНЦИА́ЛЬНЫЙ ОПЕРА́ТОР — оператор, заданный дифференц. выражением и действующий в пространстве ф-ций. Дифференц. выражение обобщает понятие производной. Обыкновенное дифференц. выражение строится след. образом. Пусть $F(x, y_0, y_1, \ldots, y_n)$ — вещественная ф-ция $(n+2)$ переменных, определённая для значений своих аргументов в прямоугольной области $\Delta=I\times J_0\times J_1\times\ldots\times J_n$, где I, J_k — отрезки числовой оси (возможно, уходящие на ∞). Отвечающее ей дифференц. выражение $F(x, u, du/dx, \ldots, d^nu/dx^n)$ определено на ф-циях $u(x)$ с необходимыми свойствами дифференцируемости в Δ: для x из I все d^ku/dx^k существуют и принимают значения из J_k при $0\leqslant k\leqslant n$. Макс. порядок производной наз. порядком дифференц. выражения. Дифференц. выражение наз. квазилинейным, если F линейна по y_n, и линейным, если она линейна по всем y_k, $0\leqslant k\leqslant n$. Все остальные дифференц. выражения наз. нелинейными. Для дифференц. выражений с частными производными независимые переменные $x=x_1, \ldots, x_m$ пробегают область в $\mathbb{R}^m$, а остальными аргументами F являются ф-ция $u(x)$ и её частные производные $D^\alpha u=\partial^{\alpha_1+\ldots+\alpha_m}/\partial x_1^{\alpha_1}\ldots\partial x_m^{\alpha_m}$. Квазилинейность дифференц. выражения с частными производными означает линейность F по всем производным макс. порядка, а его линейность — линейность F по всем производным и самой ф-ции u. Вся эта терминология автоматически переносится на Д. о.

Помимо дифференц. выражения Д. о. определяется классом ф-ций, в к-ром он действует. С матем. точки зрения разл. классам ф-ций (с разными свойствами гладкости и разными граничными условиями) отвечают разл. Д. о. Это различие имеет и физ. интерпретацию.

В большинстве физ. примеров Д. о. линейны. Важнейшие из них — операторы квантовой механики. Напр., операторы импульса $\hat{p}_j$, орбитального момента $\hat{M}_j$, гамильтониан $\hat{H}$ для волновых функций $\varphi(q_j)$ в координатном представлении реализуются как Д. о.: $\hat{p}_j=-i\hbar\partial/\partial q_j$, $\hat{M}_j=-i\hbar(q_k\partial/\partial q_l-q_l\partial/\partial q_k)$, $\hat{H}=-(\hbar^2/2m)\sum\limits_j(\partial^2/\partial q_j^2)+V(q)$ (здесь j, k, l — циклич. перестановки индексов 1, 2, 3, m — масса, V — потенц. энергия частицы). Физ. интерпретация их собств. значений требует, чтобы эти Д. о. были самосопряжёнными операторами. Но даже в тривиальной физ. ситуации одномерного свободного движения на полуоси $0\leqslant q<\infty$ гамильтониан $\hat{H}=-(\hbar^2/2m)\,\partial^2/\partial q^2$ будет самосопряжённым Д. о. лишь для волновых ф-ций $\psi(q)$, удовлетворяющих граничным условиям $\psi'(0)+a\psi(0)=0$ с веществ. a. Такие ф-ции можно представить как суперпозицию $\exp(-ikq)+\alpha\exp(ikq)$ приходящей и уходящей плоских волн с импульсом k, где $\alpha=(ik-a)/(ik+a)$ описывает изменение фазы при отражении в точке $q=0$. Т. о., разные граничные условия описывают разные законы отражения и, следовательно, разные физ. ситуации.

С помощью дифференц. выражений формулируют и дифференц. ур-ния. Поэтому вопросы существования, единственности, зависимости от нач. данных для решений дифференц. ур-ний естественно ставятся на языке свойств Д. о. как вопросы об области определения, ядре, непрерывности обратного оператора. Напр., теоремы существования решений доказывают с помощью метода сжатых отображений — классич. метода теории операторов. Существенную информацию дают исследование спектра Д. о. и свойств его резольвенты, разложение по его собств. ф-циям, изучение возмущений Д. о. Наиб. развита теория линейных Д. о., к-рые вообще являются важнейшим примером неограниченных операторов (см. *Линейный оператор*). В дифференц. геометрии и физ. приложениях особую роль играет класс Д. о., не меняющихся или меняющихся спец. образом при действии на дифференц. выражение преобразований из нек-рой группы (см., напр., *Ковариантная производная*, *Лапласа оператор*). Д. о. служат для описания структуры ряда матем. объектов. Напр., *обобщённую функцию* медленного роста можно представить как результат действия Д. о. на непрерывную ф-цию степенного роста.

Лит.: Наймарк М. А., Линейные дифференциальные операторы, 2 изд., М., 1969; Хёрмандер Л., Линейные дифференциальные операторы с частными производными, пер. с англ., М., 1965; Рихтмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., М., 1982. *В. П. Павлов.*

ДИФФЕРЕНЦИ́РУЮЩАЯ ЦЕПЬ — устройство, предназначенное для дифференцирования по времени электрич. сигналов. Выходная реакция Д. ц. $u_{\text{вых}}(t)$ связана со входным воздействием $u_{\text{вх}}(t)$ соотношением $u_{\text{вых}}=\tau_0 du_{\text{вх}}/dt$, где τ_0 — пост. величина, имеющая размерность времени. Различают пассивные и активные Д. ц. Пассивные Д. ц. применяют в импульсных и цифровых устройствах для укорачивания импульсов. Активные Д. ц. используют как дифференциаторы в аналоговых вычислит. устройствах. Простейшая пассивная Д. ц. показана на рис. 1, *а*. Ток i_C через ёмкость пропорционален производной приложенного к ней напряжения $i_C = du_C/dt$. Если параметры Д. ц. выбраны т. о.,

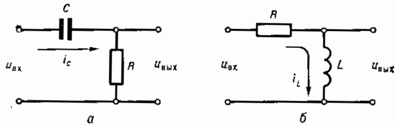


Рис. 1. Схемы пассивных дифференцирующих цепей: *а* — ёмкостной *RC*; *б* — индуктивной *RL*.

что $u_C \simeq u_{вх}$, то $i_C = C du_{вх}/dt$, а $u_{вых} \simeq RC du_{вх}/dt = \tau_0 du_{вх}/dt$. Условие $u_C = u_{вх}$ выполняется, если на самой верхней частоте $\omega_в$ спектра входного сигнала $R \ll (\omega_в C)^{-1}$. Вариант пассивной Д. ц. показан на рис. 1, *б*. При условии $R \gg \omega_в L$ имеем $i_L \approx u_{вх}/R$ и

$$u_{вых} \simeq L di_L/dt = LR^{-1} du_{вх}/dt = \tau_0 du_{вх}/dt.$$

Следовательно, при заданных параметрах Д. ц. дифференцирование тем точнее, чем ниже частоты, на к-рых концентрируется энергия входного сигнала. Однако чем точнее дифференцирование, тем меньше коэфф. передачи цепи и, следовательно, уровень выходного сигнала. Это противоречие устраняется в активных Д. ц., где процесс дифференцирования сочетается с процессом усиления. В активных Д. ц. используют *операционные усилители* (ОУ), охваченные отрицательной обратной связью (рис. 2). Входное напряжение $u_{вх}(t)$ дифференцируется цепочкой, образованной последоват. соединением ёмкости C и $R_{экв}$ — эквивалентного сопротивления схемы между зажимами 2—2′, а затем усиливается ОУ. Если подать напряжение на инвертирующий вход ОУ, то при условии, что его коэффициент усиления $k \gg 1$, $R_{экв} \to 0$, получим

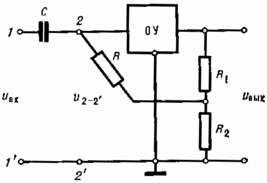


Рис. 2. Схема активной дифференцирующей цепи.

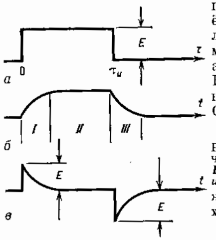


Рис. 3. Прохождение импульса через дифференцирующую цепь *RC*: *а* — входной импульс, $u_{вх} = E$ при $0 \leqslant t \leqslant \tau$; *б* — напряжение на ёмкости $u_C(t)$; *в* — выходное напряжение $u_{вых}(t) = u_{вх} - u_C$.

$$u_{2-2'} \approx CR_{экв} du_{вх}/dt = \tau_{экв} du_{вх}/dt, \quad \text{а } u_{вых} = ku_{2-2'}.$$

Для сравнит. оценки активных и пассивных Д. ц. при прочих равных условиях можно использовать отношение $\tau_{экв}/\tau_0$. При прохождении через Д. ц. импульсных сигналов происходит уменьшение их длительности, отсюда понятие о Д. ц. как об укорачивающих. Временны́е диаграммы, иллюстрирующие прохождение импульса прямоугольной формы через пассивную Д. ц., приведены на рис. 3. Предполагается, что $\tau_0 \ll \tau_и$, источник входного напряжения характеризуется нулевым внутр. сопротивлением, а Д. ц.— отсутствием паразитных ёмкостей. Наличие внутр. сопротивления приводит к уменьшению амплитуды напряжения на входных клеммах и, следовательно, к уменьшению амплитуд выходных импульсов; наличие паразитных ёмкостей — к затягиванию процессов нарастания и спада выходных импульсов. Аналогичным укорачивающим действием обладают также активные Д. ц.

Лит.: Гоноровский И. С., Радиотехнические цепи и сигналы, 4 изд., М., 1986.

М. А. Тронина.

ДИФФУ́ЗИИ УРАВНЕ́НИЕ — дифференциальное уравнение с частными производными 2-го порядка, описывающее процесс *диффузии* в случае, когда перенос вещества вызван лишь градиентом его концентрации (в отличие от *термодиффузии* и т. п.). Д. у. чаще всего записывают в виде

$$du/dt = \operatorname{div}(D \operatorname{grad} u) - qu + F, \qquad (1)$$

где $u(\boldsymbol{x}, t)$ — концентрация вещества в точке $\boldsymbol{x} = (x_1, x_2, x_3)$ среды в момент времени t, D — коэф. диффузии, q — коэф. поглощения, а F — интенсивность источников вещества. Величины D, q и F обычно являются ф-циями $\boldsymbol{x}$ и t, а также могут зависеть от концентрации $u(\boldsymbol{x}, t)$. В последнем случае ур-ние (1) становится нелинейным. В анизотропной среде коэфф. диффузии D является тензорным полем.

Наиб. полно исследовано линейное Д. у., когда коэф. диффузии D и поглощения q — пост. величины. В этом случае ур-ние (1) является ур-нием параболич. типа, для к-рого в матем. физике разработаны разл. методы решения: метод разделения переменных, метод источников или функций Грина (см. также *Винеровский функциональный интеграл*), метод интегр. преобразований и т. д. Для выделения единств. решения линейного ур-ния (1) необходимо также задать нач. и граничные условия (если диффундирующее вещество заполняет конечный объём V, огранич. боковой поверхностью S). Обычно рассматривают след. линейные граничные условия для Д. у.: 1) на границе S поддерживается заданное распределение вещества $u_0(\boldsymbol{x}, t)$: $u(\boldsymbol{x}, t)|_S = u_0(\boldsymbol{x}, t)$; 2) на S поддерживается заданная плотность потока вещества, входящего в V через S:

$$-D\, \partial u(\boldsymbol{x}, t)/\partial n\, |_S = u_1(\boldsymbol{x}, t),$$

где $\boldsymbol{n}$ — внутр. нормаль к поверхности S; 3) S полупроницаема, и диффузия во внеш. среду с заданной концентрацией $u_0(\boldsymbol{x}, t)$ через S происходит по линейному закону

$$k\, \partial u(\boldsymbol{x}, t)/\partial n + h\,[u(\boldsymbol{x}, t) - u_0(\boldsymbol{x}, t)]\,|_S = 0.$$

Простейшее Д. у.

$$\partial u(x, t)/\partial t = D \partial^2 u/\partial x^2; \quad t > 0, \qquad (2)$$

с нач. условием $u(x, 0) = \varphi(x)$, $-\infty < x < \infty$, имеет решение вида

$$u(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x, x', t)\, \varphi(x')\, dx',$$

$$G(x, x', t) = (4\pi D t)^{-1/2} \exp[-(x - x')^2/4Dt] —$$

фундам. решение Д. у. (2).

Методы решения Д. у. с перем. коэф. диффузии менее развиты. В нек-рых частных случаях, напр. если D зависит только от концентрации u, можно аналитически найти точные решения Д. у. с перем. D.

Нелинейные матем. модели диффузии и теплопроводности (ур-ние и граничные условия) условно делят на след. классы: 1) от концентрации u зависят D или q (нелинейность 1-го рода); 2) нелинейность содержится в граничных условиях (нелинейность 2-го рода); 3) нелинейность возникает вследствие зависимости мощностей внутр. источников F от концентрации u

(нелинейность 3-го рода, см. *Диссипативные структуры*).

Одномерные нелинейные Д. у. можно решить разл. приближёнными аналитич. методами. Двухмерные и трёхмерные нелинейные Д. у. при сложной конфигурации границ области и сложных законах изменения характеристик среды, внеш. и внутр. источников вещества, перем. границ области, где происходит диффузия, поддаются решению только числ. методами с применением ЭВМ. С матем. точки зрения Д. у., являясь частным случаем дифференц. ур-ния, описывающего процесс установления равновесного распределения, совпадает с ур-нием теплопроводности и аналогично *Навье — Стокса уравнению* для ламинарного потока несжимаемой жидкости и т. д.

Лит.: Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981; Коздоба Л. А., Методы решения нелинейных задач теплопроводности, М., 1975; Райчинок А. И., Математическая теория диффузии в приложениях, К., 1981; Crank J., The mathematics of diffusion, 2 ed., Oxf., 1975. *С. И. Азаков.*

ДИФФУЗИО́ННАЯ ДЛИНА́ в полупроводнике — расстояние, на к-ром плоский диффузионный поток неравновесных носителей заряда (в отсутствие электрич. поля) уменьшается в e раз. Д. д. L имеет смысл ср. расстояния, на к-рое смещаются носители заряда в полупроводнике вследствие диффузии за время τ их жизни: $L = \sqrt{D\tau}$, где D — коэф. *диффузии носителей заряда в полупроводниках.*

Метод измерения Д. д. состоит в генерации неравновесных носителей (обычно светом, путём проектирования ярко освещённой щели на поверхность образца) и их регистрации на нек-ром расстоянии r от места генерации. Коллектором неравновесных частиц может служить электронно-дырочный переход или контакт металл-полупроводник. Изменяя r (расстояние между световой щелью и коллектором) и сигнал, снимаемый с коллектора, можно определить стационарное распределение концентраций неравновесных носителей. Зная зависимость концентрации от отношения r/L, определяют L.

В нек-рых чистых полупроводниках, напр. в Ge, Д. д. может достигать неск. мм.

Лит. см. при ст. *Диффузия носителей заряда в полупроводниках.* *Э. М. Эпштейн.*

ДИФФУЗИО́ННАЯ ЁМКОСТЬ. Если к *р — n-переходу* приложено ВЧ-напряжение, то инерционность процессов диффузии электронов и дырок приводит к запаздыванию напряжения на p — n-переходе относительно тока. Это эквивалентно появлению в электрич. схеме p — n-перехода т. н. Д. ё., включённой параллельно *барьерной ёмкости.*

ДИФФУ́ЗИЯ (от лат. diffusio — распространение, растекание, рассеивание) — неравновесный процесс, вызываемый молекулярным тепловым движением и приводящий к установлению равновесного распределения концентраций внутри фаз. В результате Д. происходит выравнивание хим. потенциалов компонентов смеси. В однофазной системе при пост. темп-ре и отсутствии внеш. сил Д. выравнивает концентрацию каждого компонента фазы по объёму всей системы. Если темп-ра не постоянна или на систему действуют внеш. силы, то в результате Д. устанавливается пространственно неоднородное равновесное распределение концентраций каждого из компонентов (см. *Термодиффузия, Электродиффузия*).

Д. — частный случай *переноса явлений*, относится к явлениям массопереноса. Она является одним из наиб. общих кинетич. процессов, присущих газам, жидкостям и твёрдым телам, протекающих в них с разл. скоростью. Диффундировать могут также взвешенные малые частицы посторонних веществ (вследствие *броуновского движения*), а также собств. частицы вещества (*самодиффузия*). Диффузия — необратимый процесс, один из источников диссипации энергии в системе.

Скорость Д. (диффузионный поток) в бинарной смеси при малой концентрации диффундирующего вещества пропорциональна градиенту концентрации ∇C и имеет противоположное ему направление:

$$j_1 = -\rho D \nabla C_1 = -D \nabla \rho_1 \qquad (1)$$

(j_1 — диффузионный поток, т. е. поток массы 1-го компонента через единичную площадку в единицу времени, D — коэф. Д., ρ — полная плотность бинарной смеси, ρ_1 — парциальная плотность 1-го компонента). Выражение (1) наз. 1-м законом Фика [открыт А. Фиком (A. Fick) в 1855].

В табл. приведены для сравнения коэфф. Д. в бинарной смеси для газов, жидкостей и твёрдых тел при атм. давлении:

Диффундирующее вещество	Основной компонент	Температура, °C	D, м²/с
Водород (газ)	Кислород (газ)	0	$0,70 \cdot 10^{-4}$
Пары воды	Воздух	0	$0,23 \cdot 10^{-4}$
Поваренная соль	Вода	20	$1,1 \cdot 10^{-9}$
Золото (твёрдое)	Свинец (твёрдый)	20	$4 \cdot 10^{-14}$
Свинец (твёрдый)	Свинец (твёрдый)	285	$7 \cdot 10^{-15}$

Диффузионный поток первого компонента бинарной смеси при наличии градиента темп-ры ∇T и градиента давления ∇p определяется ф-лой

$$j_1 = -\rho D \left(\nabla C_1 + \frac{K_T}{T} \nabla T + \frac{K_p}{p} \nabla p \right) \qquad (2)$$

где K_T — коэф. термодиффузии,

$$K_p = p \left(\frac{\partial V}{\partial C}\right)_{p,\,T} \Big/ \left(\frac{\partial \mu}{\partial C}\right)_{p,\,T},$$

μ — разность хим. потенциалов μ_1 и μ_2 компонентов; величина $K_p D$ наз. коэф. бародиффузии.

При стремлении концентрации к нулю коэф. Д. стремится к конечной постоянной. Из условия сохранения массы 1-го компонента в случае малой концентрации следует *диффузии уравнение*

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C \qquad (3)$$

(2-й закон Фика). Матем. теория ур-ния Д. совпадает с теорией *теплопроводности уравнения.*

Для смеси мн. компонентов диффузионный поток каждого компонента j_i, согласно термодинамике необратимых процессов [1, 2], определяется градиентами хим. потенциалов μ_k всех n компонентов смеси:

$$j_i = -\sum_{k=1}^{n-1} L_{ik} \frac{\nabla(\mu_k - \mu_n)_T}{T}, \qquad (4)$$

где L_{ik} — кинетич. коэф. Онсагера, имеющие тензорный характер и пропорциональные коэф. Д. компонентов смеси (индекс означает, что рассматривается Д. i-го компонента относительно k-го). Градиенты хим. потенциалов берутся при фиксиров. темп-ре T. Выражение (4) есть частный случай линейных соотношений Онсагера между термодинамич. силами Д. $\nabla(\mu_k - \mu_n)_T/T$ и диффузионными потоками. Согласно принципу Онсагера (см. *Онсагера теорема*), в отсутствие магн. поля симметрии $L_{ik} = L_{ki}$.

Среди градиентов хим. потенциалов лишь $n - 1$ независимых, их можно выразить через градиенты концентраций с помощью *Гиббса — Дюгема уравнения* и представить диффузионный поток в виде

$$j_i = -\rho \sum_{k=1}^{n-1} D_{ik} \nabla C_k, \qquad (5)$$

где D_{ik} — тензор коэф. Д. Его диагональные элементы определяют прямые процессы Д., а недиагональные — перекрёстные диффузионные процессы. Соотношения Онсагера для D_{ik} имеют более сложный характер, чем для L_{ik} [1, 2]. Для бинарной смеси коэф. D_{11} связан с коэф. Онсагера L_{11} соотношением

$$D_{11}=\frac{L_{11}\mu_{11}^{C}}{\rho C_2 T}, \quad \text{где } \mu_{11}^{C}=\left(\frac{\partial\mu_1}{\partial C_1}\right)_{pT}.$$

В процессе Д. происходит возрастание энтропии, причём *производство энтропии* в единицу времени равно:

$$\sigma=-\frac{1}{T}\sum_{k=1}^{n-1} I_k \nabla(\mu_k-\mu_n)_T \geqslant 0. \quad (6)$$

Если на смесь компонентов действуют внеш. силы F_k (напр., гравитационные и инерциальные), то явление Д. существенно меняется. Поскольку градиент давления $\nabla p=\sum_k \rho_k F_k$ зависит от внеш. сил F_k, то термодинамич. силами являются не только градиенты хим. потенциалов, но также и центробежная сила и сила тяготения и возникает бародиффузия. При этом термодинамич. равновесию соответствует стационарное неоднородное распределение концентраций. Процесс Д. стремится к установлению этого распределения. Этот процесс позволяет определять молекулярные массы по *седиментации* в центробежном поле в ультрацентрифуге.

Броуновское движение взвешенных частиц в жидкости можно рассматривать как Д. Ср. квадрат расстояния r, на к-рое удалится броуновская частица за время t, пропорционально её коэф. Д.: $\overline{r^2}=6Dt$. Коэф. D взвешенных частиц определяется их подвижностью b (коэф. пропорциональности между постоянной внеш. силой и скоростью), причём $D=kTb$ (соотношение Эйнштейна, установленное в 1905).

Диффузия в газах. В газах Д. определяется ср. длиной свободного пробега $\bar{l}$ молекул, к-рая значительно больше ср. расстояния между ними. Коэфф. Д. для газа $D\cong {}^1/_3\,\bar{l}\,\bar{v}$, где $\bar{v}$ — ср. скорость теплового движения частиц. Коэф. Д. обратно пропорционален давлению газа (т. е. $\bar{l}\sim 1/p$) и пропорционален $\sqrt{T}$ (т. к. $\bar{v}\sim\sqrt{T}$). Более детальные расчёты коэф. Д. в газах даёт решение *кинетического уравнения Больцмана* для неоднородного состояния газовой смеси при заданных градиентах концентраций для спец. моделей межмолекулярных сил *Чепмена — Энскога методом* [3, 4].

В бинарной смеси газов, молекулы к-рых взаимодействуют как твёрдые сферы с диаметрами σ_1 и σ_2, коэф. Д. равен

$$D=\frac{3}{8n\sigma_{12}^2}\left(\frac{kT}{2\pi m'}\right)^{1/2}, \quad (7)$$

где $\sigma_{12}=\frac{1}{2}(\sigma_1+\sigma_2)$ — ср. диаметр частиц; m' — приведённая масса: $\frac{1}{m'}=\frac{1}{m_1}+\frac{1}{m_2}$, где m_1 и m_2 — массы частиц.

Для Д. лёгкого газа в тяжёлом ($m_1 \ll m_2$) $D=\frac{T}{3p}<\langle v/\sigma_{\text{тр}}\rangle$, где v — скорость лёгких атомов, $\sigma_{\text{тр}}=\int(1-\cos\theta)\,d\sigma$ — транспортное сечение столкновения, θ — угол между траекториями частиц, $d\sigma$ — дифференц. эффективное сечение. Усреднение $\langle\ldots\rangle$ ведётся по распределению Максвелла лёгких частиц.

Для диффузии тяжёлого газа в лёгком

$$D=3T^2/m_1^2 p<\sigma_{\text{тр}}v^3>.$$

Т. о., коэф. Д. связан с транспортным эффективным сечением.

Для газа заряж. частиц, напр. носителей заряда в полупроводниках, необходимо учитывать влияние объёмного заряда и связанного с ним электрич. поля и свойства квазинейтральности (см. *Диффузия носителей заряда в полупроводниках*).

Для *диффузии частиц в плазме* существенно влияние электрич. и магн. полей. В плазме возможно возникновение разл. неустойчивостей, меняющих процесс Д., существенно увеличивая коэф. Д. Если магн. поле в плазме велико, коэф. Д. может быть очень малым (см. *Замагниченная плазма*), что важно для осуществления УТС.

Диффузия в жидкостях. Кинетич. теория Д. в жидкостях значительно сложнее, чем в газах, т. к. в жидкостях ср. расстояние между молекулами того же порядка, что и радиус сил взаимодействия между ними, и силы взаимодействия не столь малы, как в газах. Понятие свободного пробега для жидкостей не имеет смысла, и для них не удаётся построить достаточно обоснованного кинетич. ур-ния. Теория Д. в жидкостях (как и др. процессов переноса) развивалась на двух разл. уровнях. Один из них основан на аналогии между структурой жидкости и твёрдого тела [5—6], другой, более фундаментальный исходит из общих принципов статистич. физики и представления о локальном равновесии [7].

В теориях первого типа предполагается существование в жидкости ближнего порядка и процесс Д. определяется скачками молекул из «оседлых» состояний в соседние вакантные состояния, что связано с преодолением потенциального барьера. Каждый скачок происходит при сообщении молекуле энергии, достаточной для разрыва её связей с соседними молекулами и переходом в окружение др. молекул. Время «оседлой жизни» во вре́менном положении равновесия между активац. скачками $\bar{\tau}\sim\bar{\tau}_0\exp(W/kT)$, где W — энергия активации, $\bar{\tau}_0$ — ср. период колебаний молекулы в «оседлом» состоянии ($\bar{\tau}_0\sim 10^{-12}$ с). Коэф. Д. в жидкостях по порядку величины равен:

$$D\cong\frac{d^2}{6\tau}=\frac{\partial^2}{6\tau_0}\exp(-W/kT), \quad (8)$$

где d — ср. расстояние между молекулами. С ростом темп-ры сильно уменьшается τ и несколько увеличивается d, поэтому D сильно возрастает. Экспоненциальная зависимость D жидкости от темп-ры подтверждается экспериментально.

В более строгом варианте элементарной теории Д. принимается, что структура жидкости отлична от структуры твёрдых тел и размер вакансий изменяется (теория свободного объёма), так что перескок возможен лишь начиная с нек-рого критич. размера вакансии.

Более фундам. теории Д. в жидкостях основаны на том, что плотность числа молекул каждого из компонентов $n_i(x)$ есть гидродинамич. переменная, медленно меняющаяся в пространстве и во времени. Ей соответствует нек-рая макроскопич. плотность числа $\hat{n}_i(x)$ молекул i-й компоненты, зависящей от координат её частиц и являющейся медленно меняющейся динамич. переменной. Поэтому статистич. равновесие устанавливается в два этапа: сначала в макроскопич. малых объёмах устанавливается локально равновесное распределение ρ_e, подобное большому каноническому распределению, соответствующему заданному неравновесному распределению концентраций смеси, а затем оно медленно стремится к состоянию равновесия пропорционально градиентам концентраций.

Локально равновесное распределение имеет вид

$$\rho_e=Z^{-1}\exp\left\{-\frac{1}{kT}\left(H-\sum_{i=1}^{n}\int\mu_i(x,t)\,m_i\hat{n}_i(x)\,dx\right)\right\}, \quad (9)$$

где H — гамильтониан системы, Z — нормировочная ф-ция, зависящая от времени. Распределение ρ_e можно получить (в случае классич. статистич. механики), если для каждого малого элемента объёма ΔV с числом частиц $\Delta N_i = \int\limits_{\Delta V} \hat{n}_i(x)\,dx$ и энергией $\Delta H = \int H_i(x)\,dx$ построить большое канонич. распределение и перемножить эти распределения. Более строгий метод получения ρ_e основан на экстремуме информац. энтропии (см. *Энтропия* в теории информации) при заданных $\langle \hat{n}_i(x)\rangle$. Распределение (9) при постоянных μ_i переходит в большое канонич. распределение Гиббса

$$\rho_0 = Z_0^{-1} \exp\left(\frac{\sum\limits_{i=1}^{n} \mu_i M_i - H}{kT}\right) \qquad (10)$$

$\left[M_i = m_i \int \hat{n}_i(x)\,dx \text{ — масса } i\text{-й компоненты}\right]$, к-рое удовлетворяет *Лиувилля уравнению.* В случае малого отклонения системы от состояния статистич. равновесия можно принять ρ_e за 1-е приближение и найти к нему поправку, к-рая определяет неравновесный диффузионный поток, пропорциональный термодинамич. силам $\nabla(\mu_i - \mu_n)/T$ с коэф. Онсагера L_{ik}, к-рый выражается через временную корреляц. ф-цию динамич. переменных $\boldsymbol{J}_i(x)$, соответствующих плотностям потоков компонентов:

$$L_{ik} = \frac{1}{3V} \int\limits_0^\infty \langle \hat{\boldsymbol{J}}_i(x) \cdot \hat{\boldsymbol{J}}_k(x', t)\rangle\, dt\, dx', \qquad (11)$$

где усреднение ведётся по локально равновесному состоянию, $\hat{\boldsymbol{J}}_k(x', t)$ — значение $\hat{\boldsymbol{J}}_k(x)$ в момент t при движении частиц i-й компоненты согласно *Гамильтона уравнению.* Выражение L_{ik} через корреляторы потоков Д. есть частный случай *Грина — Кубо формул* для Д. В случае самодиффузии $D = {}^1/_3 \int\limits_0^\infty \langle \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{v}(t)\rangle\, dt$, где $\boldsymbol{v}$ — динамич. переменная скорости молекул. Расчёт коэфф. Д. с помощью ф-лы Грина — Кубо очень сложен, однако он возможен с помощью ЭВМ. При выводе ф-лы Грина — Кубо для Д. не делается к.-л. предположений о характере теплового движения, поэтому она справедлива для жидкостей, газов и твёрдых тел.

В жидкостях и газах возможен эффект выравнивания пассивных примесей (не меняющих заметно обычного коэфф. Д. и коэфф. вязкости) в турбулентном потоке (см. *Турбулентная диффузия*).

Диффузия в твёрдых телах. Процесс Д. в твёрдых телах может осуществляться с помощью неск. механизмов: обмен местами атомов кристаллич. структуры с её *вакансиями*, перемещение атомов по междоузлиям (см. *Межузельный атом*), одновременное циклическое перемещение неск. атомов, обмен местами двух соседних атомов. При образовании твёрдых растворов замещения преобладает обмен местами атомов и вакансий.

Коэф. Д. в твёрдых телах очень зависит от дефектов структуры, увеличиваясь с ростом их числа. Для Д. в твёрдых телах характерна экспоненц. зависимость от темп-ры с энергией активации, большей, чем у жидкостей. Коэф. Д. для цинка в медь возрастает в 10^{14} раз при повышении темп-ры от 30°С до 300°С.

Микроскопич. теория Д. атомов, основанная на механизме перескоков по вакансиям, была развита Я. И. Френкелем [5]. Замещение атомом кристаллич. структуры вакансии связано с возможностью перехода его через потенц. барьер. Предполагается, что после перехода атома в вакансию он благодаря сильному взаимодействию его с соседними атомами успевает отдать часть энергии ΔE прежде, чем вернётся на своё прежнее место. Время пребывания данного атома в соседнем с вакансией узле равно

$$\tau = \tau_0 \exp(\Delta E/kT),$$

где τ_0 — время порядка периода колебаний атомов кристаллич. структуры, соответствующих частоте акустич. спектра ($\tau_0 \sim 10^{-13}$ с). Тогда коэф. самодиффузии будет иметь вид

$$D = \frac{a^2}{\tau_0} \exp(-W/kT), \qquad (12)$$

где $W = U + \Delta E$ — энергия активации, a — постоянная решётки, U — энергия образования вакансии. Для разл. решёток W отличаются не очень сильно (напр., для свинца $W \approx 26$ ккал/г·атом, для меди $W \approx \approx 60$ ккал/г·атом), а a и τ_0 в ф-ле (12) могут сильно отличаться. Коэф. Д. в твёрдых телах можно оценить также с помощью теории Эйринга скоростей реакций, что приводит также к экспоненц. зависимости от темп-ры с энергией активации. Аналогичная теория была развита для Д. в неупорядоченных сплавах замещения, она позволила учесть влияние внедрённых атомов на самодиффузию металла, когда Д. уже не описывается одной экспонентой, т. к. на узлах с разл. конфигурацией атомов нужно преодолевать разл. потенц. барьеры. В том случае, когда Д. идёт путём обмена с вакансиями или одноврем. перемещения по замкнутому контуру, причём коэф. Д. компонент D_1 и D_2 различны, появляется результирующий поток вещества в направлении вещества с бо́льшим парциальным коэф. Д., пропорциональный $(D_1 - D_2)\,\partial C_1/\partial x$ (К и р к е н д а л л а э ф ф е к т).

Явление переноса нейтронов в конденсиров. среде, сопровождаемое многократным рассеянием, описывается кинетич. ур-нием, к-рое, вообще говоря, не сводится к ур-нию Д., однако диффузионное приближение оказывается часто полезным и при рассмотрении *диффузии нейтронов.*

При очень низких темп-рах в конденсиров. средах возможна *квантовая диффузия* атомов, к-рая определяется квантовым подбарьерным туннельным движением атомов, в отличие от классич. Д., к-рая определяется надбарьерными переходами атомов [9, 10]. Существ. отличие квантовой Д. состоит в том, что коэф. квантовой Д. отличен от нуля при стремлении темп-ры к нулю, его значение на мн. порядков больше, чем коэф. классич. Д. при тех же темп-рах.

Другие виды диффузий. К диффузионным процессам относят также нек-рые явления, не связанные с переносом частиц. Так, в оптике имеет место явление переноса излучения в неоднородной среде при многократных процессах испускания и поглощения фотонов, к-рое наз. *диффузией излучения*, однако это явление существенно отлично от Д. частиц, т. к. ур-ние баланса для плотности потока фотонов описывается интегр. ур-нием, к-рое не сводится к дифференц. ур-нию Д. В спиновых системах в магн. поле возможен процесс выравнивания ср. магн. момента в пространстве под влиянием спин-спинового взаимодействия — *спиновая диффузия.*

Лит.: 1) Г р о о т С. д е, М а з у р П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 11; 2) Х а а з е Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967, гл. 4; 3) Ч е п м е н С., К а у л и н г Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960, гл. 10, 14; 4) Ф е р ц и г е р Д ж., К а п е р Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976; 5) Ф р е н к е л ь Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; 6) Г и р ш ф е л ь д е р Д ж., К е р т и с с Ч., Б е р д Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961, гл. 9; 7) Г р э й П., Кинетическая теория явлений переноса в простых жидкостях, в кн.: Физика простых жидкостей. Статистическая теория, пер. с англ., М., 1971; 8) С м и р н о в А. А., Молекулярно-кинетическая теория металлов, М., 1966, гл. 8; 9) А н д р е е в А. Ф., Л и ф ш и ц И. М., Квантовая теория дефектов в кристаллах, «ЖЭТФ», 1969, т. 56, с. 2057; 10) K a g a n Yu., K l i n g e r M. I., Theory of quantum diffusion of atoms in crystals, «J. Phys. C», 1974, v. 7, p. 2791; 11) Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, § 11, 12; 12) Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986, § 59.

Д. Н. Зубарев.

ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ — распространение излучения в среде при наличии процессов многократного поглощения и последующего некогерентного испускания фотонов. Д. и. характерна для молекулярных и атомарных систем, в к-рых имеется полное или частичное перекрытие спектров поглощения и испускания, типичное в случае реабсорбции излучения. Примером среды, в к-рой лучистый перенос энергии осуществляется путём Д. и., может служить оптически плотная газовая плазма (см. *Излучение плазмы*). В ней кванты резонансного излучения многократно перепоглощаются и переизлучаются, прежде чем покидают излучающий объём.

Независимость направления спонтанного испускания кванта от направления распространения кванта, приведшего к фотовозбуждению атома среды, ещё в нач. 20-х гг. [А. Комптон (A. Compton)] привела к попытке рассмотреть перенос излучения в условиях перепоглощения как процесс, аналогичный диффузии классич. частиц. В рамках этой аналогии приближённая связь потока I_ν квантов заданной частоты ν с их плотностью N_ν даётся выражением $I_\nu=-D_\nu \Delta N_\nu$, где $D_\nu=l_\nu c/3$ — коэф. «диффузии» квантов, аналогичный коэф. диффузии атомов и молекул: c — скорость «движения» квантов, l_ν — длина их пробега в веществе.

Условием применимости диффузионного приближения при рассмотрении лучистого переноса энергии, как и в случае диффузии частиц, является малость изменения плотности излучения на масштабах порядка длины пробега l_ν. При выполнении этого условия диффузионное приближение даёт неплохие результаты и используется, напр., при рассмотрении *лучистого теплообмена* в среде при небольших отклонениях от термодинамич. равновесия [1].

В действительности аналогия между Д. и. и диффузией частиц не является точной. Важная особенность распространения фотонов в среде состоит в том, что после поглощения кванта заданной частоты в месте поглощения может быть испущен новый квант др. частоты и в произвольном направлении. Более строгое рассмотрение процесса Д. и. проводится с учётом распространения всех фотонов, относящихся к данной спектральной линии вещества. В этом случае ослабление пучка фотонов, распространяющихся в среде, уже не удовлетворяет обычному экспоненциальному *Бугера — Ламберта — Бера закону*, а описывается интегральным выражением вида

$$I=I_0 \int w_\nu \exp(-k_\nu l_\nu)d\nu,$$

где w_ν — вероятность испускания фотона частоты ν, k_ν — коэф. поглощения на данной частоте. Строгая теория Д. и. приводит к интегродифференциальному ур-нию для определения распространяющегося потока квантов [2, 3]; при этом ядро ур-ния есть медленно убывающая с расстоянием ф-ция, вид к-рой определяется типом уширения спектральной линии. Разработаны методы расчёта задач Д. и. в строгой постановке [3, 4], дающие хорошие результаты при интерпретации данных о распределении поля и распространении излучения в резонансных средах.

Иногда термин «Д. и.» применяется при описании распространения излучения в неоднородных (рассеивающих) средах, однако это употребление не общепринято.

Лит.: 1) Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., 1963; 2) Биберман Л. М., К теории диффузии резонансного излучения, «ЖЭТФ», 1947, т. 17, с. 416; 3) Преображенский Н. Г., Спектроскопия оптически плотной плазмы, Новосиб., 1971; 4) Биберман Л. М., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982.

В. Л. Комолов.

ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ — распространение нейтронов в веществе, сопровождающееся многократным изменением их энергии и направления движения в результате столкновений с атомными ядрами. Д. н. аналогична *диффузии* атомов и молекул в газах и подчиняется тем же закономерностям. Важнейшими характеристиками столкновений нейтронов с атомными ядрами, определяющими Д. н., являются длины свободного пробега до рассеяния $l_s=1/n\sigma_s$ и до поглощения $l_c=1/n\sigma_c$ (n — число атомов среды в 1 см^3, σ_s и σ_c — сечения рассеяния и поглощения нейтронов) и ср. косинус угла рассеяния (в лаб. системе) $\overline{\cos\theta}$. Величина $l_{tr}=l_s/(1-\overline{\cos\theta})$, называемая транспортной длиной свободного пробега, равна ср. расстоянию, проходимому нейтроном в направлении первоначального движения (в среде, не поглощающей нейтроны). Величины $D=l_{tr}v/3$ и $T=l_c/v$ (v — скорость) наз. коэф. диффузии и средним временем жизни в среде.

Быстрые нейтроны (с энергией, во много раз большей энергии теплового движения частиц среды) при диффузии отдают энергию среде и замедляются (см. *Замедление нейтронов*). В слабопоглощающих средах значит. доля нейтронов замедляется до тепловой энергии — термализуется. Тепловой нейтрон (ТН) диффундирует в среде, пока не поглотится одним из атомных ядер или не выйдет за её границу (*бета-распад нейтрона* крайне редок в конденсированной среде). Осн. параметры диффузии ТН — усреднённый по *Максвелла распределению* их скоростей (соответствующему темп-ре среды) коэф. диффузии D_T и ср. квадрат расстояния между точками образования и поглощения ТН в безграничной однородной среде, равный $6L^2$, где $L=\sqrt{D_T T}$ — т. н. длина диффузии ТН (T — ср. время жизни ТН в среде). Соответственно ср. квадрат расстояния между точками образования быстрого нейтрона (в ядерной реакции) и его поглощения равен $6M^2=6(\tau+L^2)$, где τ — т. н. возраст ТН; величина M наз. длиной миграции нейтронов.

Параметры диффузии тепловых нейтронов для некоторых веществ

Параметры	Вещество				
	H_2O	D_2O	Be	BeO	Графит (плотность 1,6)
L, см	2,76	160	20,8	32,7	51
$D_T\cdot 10^{-4}$, см^2/с	3,6	20	12	12	21
l_s^*, см	0,29	2,2	1,16	1,32	2,6

* Усреднённая по спектру тепловых нейтронов.

Осн. закономерности диффузии ТН можно рассмотреть с помощью ур-ния диффузии:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=\nabla(D_T\nabla\rho)-\frac{\rho}{T}+S, \qquad (1)$$

где $\rho(r, t)$ — число ТН в 1 см^3 вблизи точки r в момент времени t, S — т. н. плотность замедления нейтронов (число нейтронов в 1 см^3, пересекающих за 1 с данное значение энергии при движении по энергетич. шкале) до тепловой энергии. В случае ограниченной среды (в отсутствие потоков ТН извне) граничное условие для ур-ния (1): $\rho=0$ на границе, удалённой от истинной границы среды на расстояние $l_0=0{,}71\ l_{tr}$. В случае импульсного источника нейтронов и ограниченного объёма среды при $t\to\infty$ $\rho\sim\exp(-\lambda t)$, где $\lambda=1/T+D_T B^2$, B^2 — т. н. геом. параметр [для куба со стороной a $B^2=3\pi^2/(a+2l_0)^2$]. Это свойство диффузии ТН используется для измерения D_T и T. Величину L можно измерять непосредственно: на большом расстоянии z от плоского стационарного источника $\rho\sim\exp(-z/L_T)$.

Особенности Д. н. обусловлены большой l_s($\gtrsim$1 см) даже в конденсиров. средах, а в случае сред, не содержащих водород,— также малым относит. изменением их энергии при одном столкновении. Поэтому нейтроны медленно приходят в тепловое равновесие со средой, и если среда неоднородна или поглощает нейтроны разных энергий неравновероятно, то распределение их по скоростям может заметно отличаться от максвелловского.

Д. н. играет существ. роль в работе *ядерных реакторов*, а также при использовании нейтронов для неразрушающего элементного и структурного анализа (см. *Активационный анализ*), в частности в геофизике для нейтронного каротажа скважин. В этой связи часто требуется рассчитать потоки нейтронов как ф-ции координат и скоростей (а иногда и времени). Эти потоки описываются *кинетическим уравнением Больцмана*. Наиб. универсальный метод их численного расчёта — *Монте-Карло метод*.

Лит.: Бекурц К., Виртц К., Нейтронная физика, пер. с англ., М., 1968; Марчук Г. И., Лебедев В. И., Численные методы в теории переноса нейтронов, 2 изд., М., 1981; Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов, под ред. В. В. Орлова, Э. А. Стумбура, М., 1972; Смелов В. В., Лекции по теории переноса нейтронов, 2 изд., М., 1978; Шапиро Ф. Л., Собр. трудов, кн. 1 — Физика нейтронов, М., 1976; Франк-Каменецкий А. Д., Моделирование траекторий нейтронов при расчёте реакторов методом Монте-Карло, М., 1978. *М. В. Казарновский.*

ДИФФУ́ЗИЯ НОСИ́ТЕЛЕЙ ЗАРЯ́ДА В ПОЛУПРОВОДНИКА́Х — перемещение носителей заряда (электронов проводимости и дырок) в *полупроводниках*, обусловленное неоднородностью их концентраций. Количественной мерой Д. н. з. в п. являются коэф. диффузии электронов и дырок $D_э$, $D_д$ — коэф. пропорциональности между градиентом концентрации и диффузионным потоком соответствующих носителей (обычно $D_э > D_д$). Плотность тока проводимости, создаваемого в полупроводнике носителями каждого типа, складывается из плотности дрейфового и диффузионного токов:

$$j_э = e\mu_э nE + eD_э \,\mathrm{grad}\, n;$$
$$j_д = e\mu_д pE - eD_д \,\mathrm{grad}\, p.$$

Здесь e — абс. величина заряда электрона, E — напряжённость электрич. поля, n и p — концентрации электронов и дырок, $\mu_э$, $\mu_д$ — их подвижности. Вблизи состояния термодинамич. равновесия коэф. диффузии носителей в невырожденном полупроводнике связаны с подвижностями соотношением Эйнштейна:

$$D_{э,д} = \mu_{э,д}\, kT/e, \qquad (1)$$

где T — абс. темп-ра. Вдали от равновесного состояния соотношение Эйнштейна может нарушаться. Д. н. з. в п. обладает рядом особенностей, отличающих её, напр., от *диффузии* нейтральных частиц в газе. Прежде всего, перенос заряда при Д. н. з. в п. приводит к возникновению объёмного заряда и электрич. поля, к-рое необходимо учитывать в выражениях для плотности тока. В полупроводниках с монополярной (примесной) проводимостью нарушение зарядовой нейтральности происходит на расстояниях порядка дебаевской длины экранирования.

Др. особенность Д. н. з. в п. определяется наличием носителей двух знаков в полупроводниках с биполярной проводимостью. Объёмный заряд, возникающий при диффузии носителей одного типа, может компенсироваться носителями др. типа. Обычно коэф. диффузии носителей разного знака различны. Поле объёмного заряда замедляет более подвижные и ускоряет менее подвижные носители. В результате происходит совместное перемещение носителей заряда обоих знаков, имеющее характер диффузии (биполярная, или амбиполярная, диффузия). Диффузионные потоки электронов и дырок при биполярной диффузии пропорциональны градиентам концентрации соответствующих носителей, причём коэф. пропорциональности (коэф. биполярной диффузии) равен:

$$D = \frac{n+p}{n/D_д + p/D_э}. \qquad (2)$$

Для полупроводника n-типа ($n \gg p$) $D \approx D_p$, для полупроводника p-типа ($p \gg n$) $D \approx D_n$, т. е. в обоих случаях D совпадает с коэф. диффузии неосновных носителей. Это связано с нейтрализацией возникающего объёмного заряда осн. носителями. Для собств. полупроводника ($n=p=n_i$) $D = 2D_эD_д/(D_э+D_д) \equiv D_i$. При $D_э > D_д$ выполняется неравенство $D_д < D_i < D_э$.

Д. н. з. в п. сопровождается *рекомбинацией носителей заряда* в полупроводниках. В результате при биполярной диффузии неравновесных носителей диффузионный поток проникает на расстояния порядка *диффузионной длины* носителей от источника неравновесных носителей.

Распределение концентрации неравновесных неосновных носителей (дырок в полупроводнике n-типа) в отсутствие внеш. полей описывается ур-нием диффузии:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_д \nabla^2 p - \frac{p}{\tau_д} + Q_д, \qquad (3)$$

где $\tau_д$ — время жизни дырок, $Q_д(t, \boldsymbol{r})$ — мощность источника неравновесных дырок, $\boldsymbol{r}$ — пространств. координата точки (от точки генерации). Аналогичное ур-ние имеет место для неравновесных электронов в полупроводнике p-типа.

Д. н. з. в п. может осложняться процессами захвата носителей на т. н. уровни прилипания. Биполярная Д. н. з. в п. является причиной *Дембера эффекта*, *Фотомагнитоэлектрического эффекта* и др. Она определяет работу ряда полупроводниковых приборов — *полупроводникового диода*, *транзистора* и др.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977.
Э. М. Эпштейн.

ДИФФУ́ЗИЯ ЧАСТИ́Ц В ПЛА́ЗМЕ — самопроизвольное направленное движение компонент плазмы, стремящееся выровнять пространственные распределения концентраций. В слабоионизованной плазме — это, напр., *диффузия* электронов и ионов в газе нейтральных частиц (к стенкам). В полностью ионизованной плазме в магн. поле Д. ч. в п. заключается во взаимном проникновении заряж. частиц во внеш. области окружающего магн. поля и, наоборот, магн. поля в плазму. Классич. (столкновит.) диффузия заряж. частиц в магн. поле резко анизотропна. Причина заключается в различии продольного и поперечного коэф. диффузии, определяемых разл. шагом случайных блужданий. Вдоль магн. поля (как и без поля) шаг равен свободному пробегу частиц и продольный коэф. диффузии электронов $D_{e\parallel}$ значительно больше ионного $D_{i\parallel}$. Поперечный коэф. диффузии, определяемый циклотронным радиусом частиц, для ионов ($D_{i\perp}$) оказывается значительно больше (в неполностью ионизов. плазме) электронного ($D_{e\perp}$). При Д. ч. в п. число заряж. частиц разного знака, уходящих из каждого элемента объёма, должно быть одинаковым (равенство дивергенций потоков). Поэтому резкая анизотропия коэф. диффузии приводит к возникновению самосогласованного электрич. поля и во мн. случаях протеканию под его воздействием вихревых токов. Такие токи усложняют и ускоряют процесс выравнивания концентраций заряж. частиц (см. *Амбиполярная диффузия*). К существ. увеличению поперечных коэф. Д. ч. в п. по сравнению с классическими приводят неустойчивости плазмы (т. н. турбулентная диффузия). См. также *Переноса процессы* в плазме. *А. П. Жилинский.*

ДИФФУ́ЗНОЕ ОТРАЖЕ́НИЕ — рассеяние света по всевозможным направлениям. Различают две осн. формы Д. о.: рассеяние света на микронеровностях поверхности (поверхностное рассеяние) и рассеяние в объёме тела, связанное с присутствием мелкодисперсных частиц (о б ъ ё м н о е р а с с е я н и е). Свойства диффузно отражённого света зависят от условий освещения, оптич. свойств рассеивающего вещества и микрорельефа отражающей поверхности (см. *Отражение света*). Идеально рассеивающая поверхность имеет яркость во всех направлениях одинаковую, не зависящую от условий освещения. Для оценок светорассеивающих характеристик реальных объектов вводится коэф. Д. о., к-рый определяется как отношение светового потока, отражённого от данной поверхности, к потоку, отражённому идеальным рассеивателем. Спектральный состав, коэф. Д. о. и индикатриса яркости Д. о. света реальных объектов зависят от обеих форм рассеяния — поверхностного и объёмного. *В. М. Золотарёв.*

ДИФФУ́ЗНОЕ РАССЕ́ЯНИЕ РЕНТГЕ́НОВСКИХ ЛУЧЕ́Й — рассеяние рентгеновских лучей веществом в направлениях, для к-рых не выполняется *Брэгга — Вульфа условие*.

В идеальном кристалле упругое рассеяние волн атомами, находящимися в узлах периодич. решётки, вследствие интерференции происходит только при определ. направлениях дифракц. вектора $\boldsymbol{Q}$, совпадающих с направлениями векторов обратной решётки $\boldsymbol{G}$: $\boldsymbol{Q}=\boldsymbol{k}_2-\boldsymbol{k}_1$, где $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$ — волновые векторы падающей и рассеянной волн соответственно. Распределение интенсивности $I_0(\boldsymbol{Q})\sim\delta(\boldsymbol{Q}-\boldsymbol{G})$ рассеяния в пространстве обратной решётки представляет собой совокупность δ-образных пиков Лауэ — Брэгга в узлах обратной решётки. Смещения атомов из узлов решётки нарушают периодичность кристалла, и интерференц. картина меняется. В этом случае в распределении интенсивности рассеяния, наряду с максимумами (сохраняющимися, если в искажённом кристалле можно выделить усреднённую периодич. решётку), появляется плавная составляющая $I_1(\boldsymbol{Q})$, соответствующая Д. р. р. л. на несовершенствах кристалла.

Наряду с упругим рассеянием, Д. р. р. л. может быть обусловлено неупругими процессами, сопровождающимися возбуждением электронной подсистемы кристалла, т. е. комптоновским рассеянием (см. *Комптона эффект*) и рассеянием с возбуждением плазменных колебаний (см. *Плазма твердотельная*). С помощью расчётов или спец. экспериментов эти составляющие можно исключить, выделив Д. р. р. л. на несовершенствах кристалла. В аморфных, жидких и газообразных веществах, где отсутствует дальний порядок, рассеяние только диффузное.

Распределение интенсивности $I_1(\boldsymbol{Q})$ Д. р. р. л. кристаллом в широкой области значений $\boldsymbol{Q}$, соответствующих всей элементарной ячейке обратной решётки или нескольким ячейкам, содержит детальную информацию о характеристиках кристалла и его несовершенствах. Экспериментально $I_1(\boldsymbol{Q})$ может быть получено с помощью метода, использующего монохроматич. рентгеновское излучение и позволяющего поворачивать кристалл вокруг разных осей и изменять направления волновых векторов $\boldsymbol{k}_1$, $\boldsymbol{k}_2$, варьируя, т. о., $\boldsymbol{Q}$ в широком интервале значений. Менее детальная информация может быть получена *Дебая — Шеррера методом* или *Лауэ методом*.

В идеальном кристалле Д.р.р.л. обусловлено только тепловыми смещениями и *нулевыми колебаниями* атомов решётки и может быть связано с процессами испускания и поглощения одного или неск. фононов. При небольших Q осн. роль играет однофононное рассеяние, при к-ром возбуждаются или исчезают только фононы с волновым вектором $\boldsymbol{q}=\boldsymbol{Q}-\boldsymbol{G}$, где $\boldsymbol{G}$ — вектор обратной решётки, ближайший к $\boldsymbol{Q}$. Интенсивность такого рассеяния $I_{1\text{т}}(\boldsymbol{Q})$ в случае одноатомных идеальных кристаллов определяется ф-лой

$$I_{1\text{т}}(\boldsymbol{Q})=Nf^2\exp(-2M)\frac{\hbar}{2m}\sum_{j=1}^{3}(\boldsymbol{Q}\boldsymbol{e}_{qj})^2\frac{1}{\omega_{qj}}\operatorname{cth}\frac{\hbar\omega_{qj}}{2kT},$$

где N — число элементарных ячеек кристалла, f — структурная амплитуда, $\exp(-2M)$ — *Дебая — Уоллера фактор*, m — масса атома, ω_{qj} и $\boldsymbol{e}_{qj}$ — частоты и поляризац. векторы фононов j-й ветви с волновым вектором $\boldsymbol{q}$. При малых q частоты $\omega_{qj}\sim q$, т. е. при приближении к узлам обратной решётки $I_{1\text{т}}(\boldsymbol{Q})$ возрастает как $1/q^2$. Определяя $I_{1\text{т}}(\boldsymbol{Q})$ для векторов $\boldsymbol{q}$, параллельных или перпендикулярных направлениям [100], [110], [111] в кубических кристаллах, где $\boldsymbol{e}_{qj}$ однозначно задаются соображениями симметрии, можно найти частоты колебаний ω_{qj} для этих направлений.

В неидеальных кристаллах дефекты конечных размеров приводят к ослаблению интенсивностей правильных отражений $I_0(\boldsymbol{Q})$ и к Д.р.р.л. $I_1(\boldsymbol{Q})$ на статич. смещениях $\boldsymbol{u}_{s\alpha}$ и изменениях структурных амплитуд $\varphi_{s\alpha}$, обусловленных дефектами (s — номер ячейки вблизи дефекта, α — тип или ориентация дефекта). В слабо искажённых кристаллах с невысокой концентрацией дефектов $c_\alpha=N_\alpha/N$ (N_α — число дефектов α в кристалле) и $|\boldsymbol{Q}\boldsymbol{u}_{s\alpha}|\ll 1$ интенсивность Д.р.р.л.

$$I_1(\boldsymbol{Q})=N\exp(-2M)\sum_\alpha c_\alpha\,|f\boldsymbol{Q}\boldsymbol{A}_{q\alpha}-\Delta f_\alpha(\boldsymbol{Q})|^2,$$

где $i\boldsymbol{A}_{q\alpha}$ и $\Delta f_\alpha(\boldsymbol{Q})$ — компоненты Фурье $\boldsymbol{u}_{s\alpha}$ и $\varphi_{s\alpha}$.

Смещения $\boldsymbol{u}_{s\alpha}$ убывают с расстоянием r от дефекта как $1/r^2$, вследствие чего $\boldsymbol{A}_{q\alpha}\sim q^{-1}$ при малых q и вблизи узлов обратной решётки $I_1(\boldsymbol{Q})$ возрастает как $1/q^2$. Угл. зависимость $I_1(\boldsymbol{Q})$ качественно различна для дефектов разного типа и симметрии, а величина $I_1(\boldsymbol{Q})$ определяется величиной искажений вокруг дефекта. Исследование распределения $I_1(\boldsymbol{Q})$ в кристаллах, содержащих точечные дефекты (напр., междоузельные атомы и вакансии в облучённых материалах, примесные атомы в слабых твёрдых растворах), даёт возможность получить детальную информацию о типе дефектов, их симметрии, положении в решётке, конфигурации атомов, образующих дефект, тензорах диполей сил, с к-рыми дефекты действуют на кристалл.

При объединении точечных дефектов в группы интенсивность I_1 в области малых q сильно возрастает, но оказывается сосредоточенной в сравнительно небольших областях пространства обратной решётки вблизи её узлов, а при $q\gg R_0^{-1}$ (R_0 — размеры дефекта) быстро убывает.

Изучение областей интенсивного Д. р. р. л. даёт возможность исследовать размеры, форму и др. характеристики частиц второй фазы в стареющих растворах, дислокац. петли малого радиуса в облучённых или деформиров. материалах.

При значит. концентрациях крупных дефектов кристалл сильно искажён не только локально вблизи дефектов, но и в целом, так что в большей части его объёма $|\boldsymbol{Q}\boldsymbol{u}_{s\alpha}|\gg 1$. Вследствие этого фактор Дебая — Уоллера $\exp(-2M)$ и интенсивность правильных отражений I_0 экспоненциально убывают, а распределение $I_1(\boldsymbol{Q})$ качественно перестраивается, образуя несколько смещённые из узлов обратной решётки уширенные пики, ширина к-рых зависит от размеров и концентрации дефектов. Экспериментально они воспринимаются как уширенные брэгговские пики (квазилинии на дебаеграмме), а в нек-рых случаях наблюдаются дифракц. дублеты, состоящие из пар пиков I_0 и I_1. Эти эффекты проявляются в стареющих сплавах и облучённых материалах.

В концентриров. растворах, однокомпонентных упорядочивающихся кристаллах, сегнетоэлектриках неидеальность обусловлена не отд. дефектами, а флуктуац. неоднородностями концентрации и внутр. параметров и $I_1(\boldsymbol{Q})$ удобно рассматривать как рассеяние на $\boldsymbol{q}$-й флуктуац. волне этих параметров ($\boldsymbol{q}=\boldsymbol{Q}-\boldsymbol{G}$). Напр., в бинарных растворах А — В с одним атомом в ячейке в пренебрежении рассеянием на статич. смещениях

$$I_1(Q) = N(f_A - f_B)^2 [c(1-c) + \sum_{a \neq 0} \varepsilon(a) \cos(qa)],$$

где f_A и f_B — атомные факторы рассеяния атомов A и B, c — концентрация $\varepsilon(a) = P_{AA}(a) - c^2$ — параметры корреляции, $P_{AA}(a)$ — вероятность замещения пары узлов, разделённых вектором решётки a, атомами A. Определив $I_1(Q)$ во всей ячейке обратной решётки и проведя преобразование Фурье ф-ции $I_1 N^{-1} (f_A - f_B)^{-2}$, можно найти $\varepsilon(a)$ для разл. координац. сфер. Рассеяние на статич. смещениях исключается на основании данных об интенсивности $I_1(Q)$ в неск. ячейках обратной решётки. Распределения $I_1(Q)$ могут быть использованы также для непосредств. определения энергий упорядочения раствора для разных a в модели парного взаимодействия и его термодинамич. характеристик. Особенности Д.р.р.л. металлич. растворами позволили развить дифракц. метод исследования *ферми-поверхности* сплавов.

В системах, находящихся в состояниях, близких к точкам фазового перехода 2-го рода и критич. точкам на кривых распада, флуктуации резко возрастают и становятся крупномасштабными. Они вызывают интенсивное критич. Д. р. р. л. в окрестностях узлов обратной решётки. Его исследование позволяет получить важную информацию об особенностях фазовых переходов и поведении термодинамич. величин вблизи точек перехода.

Диффузное рассеяние тепловых нейтронов на статич. неоднородностях аналогично Д. р. р. л. и описывается подобными ф-лами. Изучение рассеяния нейтронов даёт возможность исследовать также динамич. характеристики колебаний атомов и флуктуац. неоднородностей (см. *Неупругое рассеяние нейтронов*).

Лит.: Джеймс Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950; Иверонова В. И., Ревкевич Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1978; Иверонова В. И., Кацнельсон А. А., Ближний порядок в твёрдых растворах, М., 1977; Каули Дж., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; Кривоглаз М. А., Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в неидеальных кристаллах, К., 1983; его же, Диффузное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов на флуктуационных неоднородностях в неидеальных кристаллах, К., 1984.

М. А. Кривоглаз.

ДИФФУ́ЗНЫЙ РАЗРЯ́Д — *электрический разряд в газе* в виде широкого размытого светящегося столба, не имеющего чётко выраженной пространственной структуры. Диффузным может быть любой разряд (напр., *тлеющий разряд* или *дуговой разряд*) в зависимости от условий, к-рые должны соответствовать теории Шоттки *положительного столба* (отсутствие рекомбинации в объёме; длина свободного пробега значительно меньше межэлектродного промежутка). Часто термин «Д. р.» употребляется как противопоставление *контрагированному разряду*.

ДИФФУ́ЗОР в гидроаэромеханике — участок проточного канала (трубопровода), в к-ром происходит торможение потока жидкости или газа. Поперечное сечение Д. может быть круглым, прямоугольным, кольцевым, эллиптическим, а также несимметричным. По назначению и геом. форме Д. — устройство, обратное *соплу*. Вследствие падения ср. скорости v давление p в направлении течения растёт (см. *Бернулли уравнение*) и кинетич. энергия потока частично преобразуется в потенциальную. В отличие от сопла, преобразование энергии в Д. сопровождается заметным возрастанием *энтропии* и уменьшением полного давления. Разность полных давлений на входе и выходе Д. характеризует его гидравлич. сопротивление и наз. потерями. Потерянная часть кинетич. энергии потока затрачивается на образование и затухание вихрей, совершает работу против сил трения и необратимо переходит в теплоту.

Движение жидкости (газа) против возрастающего давления, т. е. существование положит. градиента давления в направлении течения,— осн. отличит. свойство Д., поэтому и др. виды течений жидкостей и газов, обладающие этим свойством, относят к «диффузорным течениям».

В случае несжимаемой жидкости, а также при дозвуковой скорости газа v_1 перед входом в Д. ($v_1 < a$, где a — скорость звука) площадь поперечного сечения канала в силу *неразрывности уравнения* должна увеличиваться в направлении течения, поэтому дозвуковой Д. имеет форму расходящегося канала (рис. 1). При

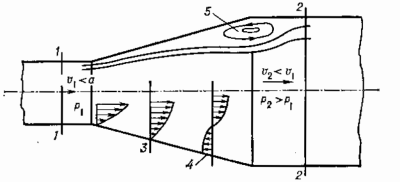


Рис. 1. Дозвуковой диффузор круглого сечения: *1* — сечение перед входом в диффузор; *2* — сечение за диффузором; *3* — профиль скорости; *4* — возвратное течение; *5* — циркуляционное течение.

сверхзвуковой скорости перед входом в Д. ($v_1 > a$) он имеет форму сходящегося или цилиндрич. канала, в к-ром после торможения ср. скорость становится дозвуковой. Дальнейшее торможение дозвуковой скорости осуществляется в расходящемся дозвуковом Д., присоединённом к сверхзвуковому (рис. 2).

Вязкость оказывает решающее влияние на течение в Д. В *пограничном слое* скорость под действием вязкости быстро убывает, обращаясь в нуль на стенке

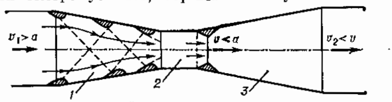


Рис. 2. Сверхзвуковой диффузор прямоугольного сечения: *1* — сходящаяся часть; *2* — горловина (цилиндрический участок); *3* — расходящаяся часть.

Д. Кинетич. энергия в пограничном слое меньше, чем в остальной части потока, а статич. давление в данном поперечном сечении почти постоянно. Т. к. ср. скорость по длине Д. падает, а давление растёт, то в сечении, расположенном на нек-ром расстоянии от входа в Д., кинетич. энергия потока вблизи стенки недостаточна для того, чтобы переместить жидкость или газ против сил давления, возрастающих в направлении потока. Вблизи этого сечения начинается отрыв потока от стенки и возникает возвратное течение. В результате вблизи стенки Д. образуются области циркуляц. движения (рис. 1). Поверхность раздела между оторвавшимся от стенки и основным потоками неустойчива, она периодически свёртывается в вихри, к-рые сносятся вниз по потоку. Место расположения отрыва в Д. зависит от толщины пограничного слоя, от величины положит. градиента давления, определяемого геом. формой Д., от профиля скорости и уровня турбулентности перед входом в Д.

В случае сверхзвуковой скорости перед входом в Д. торможение осуществляется в *ударных волнах*, взаимодействующих между собой и отражающихся от стенок Д. (пунктир на рис. 2). Давление в потоке, прошедшем через ударную волну, резко увеличивается, и под воздействием большого положит. градиента давления в местах отражения ударных волн от стенок может происходить отрыв пограничного слоя (штриховка на рис. 2). Потери полного давления при торможении сверхзвукового потока в Д. намного больше, чем при торможении дозвукового потока. Площадь горловины (наиб. узкого поперечного сечения) сверхзвукового Д. оказывает решающее воздействие на течение и потери в Д.

Д. применяются в технике и промышленности во всех случаях, когда необходимо затормозить поток жидкости или газа с наим. потерями. Они используются в газо-, нефте- и воздухопроводах, в гидравлич. магистралях, турбомашинах всех типов, в воздушно-реактивных двигателях, эжекторах, *аэродинамических трубах*, стендах для высотных испытаний ракетных двигателей и др.

Теория течения в Д. недостаточно разработана, его осн. характеристики и оптим. форму определяют на основании расчётов приближёнными методами, результатов эксперим. исследований и их теоретич. обобщения.

Лит.: Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Идельчик И. Е., Гидравлические сопротивления, М.— Л., 1954; Дейч М. Е., Зарянкин А. Е., Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин, М., 1970. *С. Л. Вишневецкий.*

ДИХРОИЗМ — разл. поглощение веществом света в зависимости от его поляризации (анизотропия поглощения). Поскольку поглощение зависит также и от длины волны, дихроичные вещества оказываются различно окрашенными при наблюдениях по разным направлениям, откуда и назв. «Д.» (от греч. dichroos — двухцветный); более правилен термин «плеохроизм» (от греч. pléon — больше и chróa — цвет), хотя он и менее употребителен. Д. был открыт П. Кордье (P. Cordier) в 1809 на минерале, названном кордиеритом.

Различают: линейный Д.— разл. поглощение света двух взаимно перпендикулярных линейных поляризаций; круговой Д.— разл. поглощение света с правой и левой круговой поляризацией; в общем случае — эллиптический Д.— разл. поглощение света с правой и левой эллиптич. поляризацией. Д. ведёт за собой и различие в поглощении *естественного света* в зависимости от его направления распространения в веществе.

За меру Д. обычно принимается отношение $D=(K_{\text{макс}}-K_{\text{мин}})/(K_{\text{макс}}+K_{\text{мин}})$, где $K_{\text{макс}}$ и $K_{\text{мин}}$ — наиб. и наим. коэф. поглощения; для линейного Д. удобно принять $D=(K_{\parallel}-K_{\perp})/(K_{\parallel}+K_{\perp})$, где поляризации ($\parallel$ и $\perp$), для к-рых измеряются коэф. поглощения, определяются относительно выделенных направлений — оптич. или кристаллографич. осей, осей молекулы, направления ориентирующего поля и т. п. Мера кругового Д. определяется как $D=(K_{-}-K_{+})/(K_{-}+K_{+})$, где K_{+} и K_{-} — коэф. поглощения света соответственно с правой и левой круговой поляризацией.

Д. могут обладать как вещества в конденсированных фазах, так и отд. свободные молекулы.

Поглощение света молекулой может быть обусловлено переходами между разл. электронными уровнями σ, π и др. (см. *Молекулярные спектры*). Каждый переход моделируется поглощающим осциллятором, ориентированным разл. образом или расположенным в разных местах большой молекулы, в частности, имеющей цепь сопряжения (направление, в к-ром чередуются единичные и кратные связи в молекуле). Соответствующие полосы поглощения обладают разл. Д. Полосы поглощения $\sigma-\sigma^*$-переходов обычно Д. не имеют из-за симметрии их волновых ф-ций; $\pi-\pi^*$-переходы моделируются линейным электрич. дипольным осциллятором, причём более сильное поглощение происходит для света, поляризованного в направлении цепи сопряжения. Для этого направления (или для длинной оси молекулы) принято обозначение $K_{\parallel}$. Переходы $n-\pi^*$ (n — орбитали, не участвующие в хим. связи) чаще дают более сильное поглощение перпендикулярно этой цепи ($K_{\perp}$). Соответственно для $\pi-\pi^*$- и $n-\pi^*$-переходов наблюдается линейный Д., в первом случае положительный, во втором — отрицательный. Примером может служить краситель конго красный (рис. 1). Здесь для двух длинноволновых полос (~500 и 540 нм, рис., *б*) поглощающий осциллятор расположен вдоль цепи сопряжения *OO* молекулы; две полосы в области 330—390 нм относятся к нафталиновым группам, оси к-рых расположены по *CC* [1].

Д. может наблюдаться не только на электронных, но и на колебательных переходах молекулы, однако значительно меньший. Если данный переход сопровождается одновременным изменением электрич. $\boldsymbol{p}$ и магн. $\boldsymbol{m}$ дипольных моментов, возникает круговой Д. Такая молекула наз. оптически активной (см. *Оптическая активность*). Круговым Д. обладают лишь нецентросимметричные молекулы [2]. Д. вещества, состоящего из анизотропных молекул, зависит от их относительного расположения. В газах или разреженных парах, где все ориентации равновероятны («идеальный беспорядок»), а межмолекулярные взаимодействия слабы, ли-

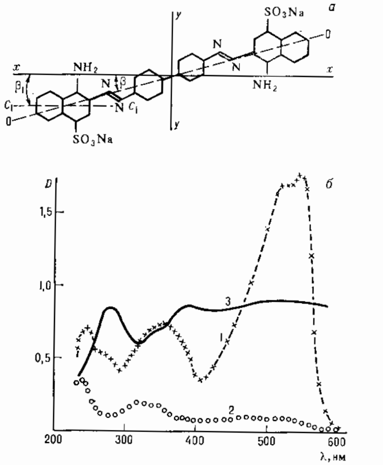


Рис. 1. *а* — Структура молекулы красителя конго красного: *x*, *y* — соответственно длинная и короткая оси молекулы, *OO* — ориентация осциллятора длинной цепи сопряжения, *CC* — ориентация осциллятора нафталиновой группы; *б* — спектр поглощения молекулы конго красного: *1*— $K_{\parallel}$, *2* — $K_{\perp}$, *3* — линейный дихроизм.

нейный Д. отсутствует, наблюдается круговой Д., описываемый скалярным произведением ($\boldsymbol{pm}$). При упорядоченной ориентации анизотропных молекул появляется и линейный Д., круговой Д. описывается векторным произведением [$\boldsymbol{pm}$]. В конденсированных средах анизотропное поглощение может возникать по двум причинам: во-первых, оно может быть следствием определённой упорядоченной ориентации анизотропных молекул; во-вторых, в кристалле появляются новые, т. н. кристаллич., структурные связи, обусловленные коллективными эффектами, напр. экситонные переходы в молекулярных кристаллах (см. *Молекулярные экситоны*), *межзонные переходы* в полупроводниках и т. д. [2, 3]. Примерами сильно плеохроичных кристаллов с упорядоченно ориентированными центрами являются кристаллы турмалина (одноосные) и уксуснокислой меди (двуосные). По второй причине сильный линейный Д. появляется в кристалле графита, линейный и круговой — в кристаллах селена и теллура.

Характер и величина Д. в кристаллах зависят от симметрии кристалла и направления распространения света. В кристаллах есть выделенные направления (оптич. оси), по к-рым свет определ. поляризации распространяется без *двойного лучепреломления*. Это могут быть т. н. изотропные оси, пропускающие без двойного преломления свет любого направления поляризации, и т. н. круговые, пропускающие без двойного преломления свет определ. знака круговой поляризации; в этих направлениях наблюдается соответственно линейный и круговой Д. В др. направлениях имеет место эллиптич. двойное преломление (появление двух волн с правой и левой эллиптич. поляризацией) и эллиптич. Д. (т. е. разное поглощение этих волн). Кол-во, свойства и ориентация осей в поглощающем кристалле определяются его симметрией. Кубич. кристаллы оптически изотропны, одноосные кристаллы имеют одну изотропную ось, кристаллы низших сингоний имеют и изотропные, и круговые оси [4].

В кристаллах, не имеющих центра симметрии, Д. может быть обусловлен также наличием в них пространственной дисперсии первого порядка — *гиротропии* [2, 3], возникающей вследствие особенностей его структуры и внутрикристаллич. поля. В подобных кристаллах в области резонансов наблюдается круговой Д.: в изотропных средах (напр., германат висмута) — по всем направлениям; в одноосных (кварц, киноварь) — вдоль оптич. оси (в др. направлениях — эллиптич. Д.); в двуосных (сульфат натрия, нитрит натрия) по всем направлениям имеет место эллиптич. Д.

В центросимметричных кристаллах может возникать линейный Д. вследствие наличия в них пространственной дисперсии второго порядка, напр. кубич. кристаллы могут вследствие этого стать анизотропными и линейно дихроичными [3] (см. *Дисперсия пространственная*). Сильным Д. обладают также многие полимеры, в частности биологические. Д. отд. полимерных молекул сильно зависит от их конформации, а Д. полимерной среды — также и от степени и характера упорядоченности этой среды.

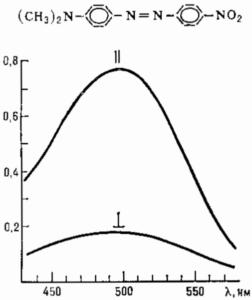


Рис. 2. Линейный дихроизм молекулы (формула вверху), введённой в ориентированный нематический кристалл. По оси ординат — поглощение света, поляризованного ⊥ и || направлению ориентации.

Линейный Д. в конденсированных средах может быть создан искусственно мн. способами. Напр., в плёнках полимеров при их растяжении полимерные цепочки ориентируются обычно вдоль направления растяжения; если при этом полимерные молекулы обладают анизотропией поглощения, возникает Д. плёнки. Д. появляется также при введении анизотропных (дихроичных) молекул в прозрачную полимерную плёнку с ориентированными цепями [5, 6], в прозрачный обычный кристалл или структурированный нематический жидкий кристалл (рис. 2). В жидких кристаллах [7] и коллоидах Д. часто может возникать в результате ориентации молекул в НЧ и постоянных электрич. и магн. полях (см. *Электрооптика*, *Магнитооптика*). Сильные эл.-магн. поля оптич. диапазона (лазерные) также оказывают ориентирующее действие на невозбуждённые молекулы. Возможно также нек-рое изменение конформации молекулы, приводящее к изменению ориентации молекулярного осциллятора относительно осей молекулы и соответственно к изменению Д. При возбуждении линейно поляризованным светом ориентации возбуждённых молекул анизотропны и возникает Д. на возбуждённых состояниях. В лазерах это используется для создания разл. усиления света разной поляризации. Линейный и круговой Д. появляется при деформации молекулы или её электронной оболочки внутр. полем среды. Так, линейный Д. возникает на полосах поглощения ионов, введённых в нематический жидкий кристалл. Круговой Д. индуцируется полем хирального растворителя, хиральной кристаллич. матрицы.

Деформация электронной оболочки молекулы при охлаждении или нагреве приводит к Д., зависящему от темп-ры (рис. 3).

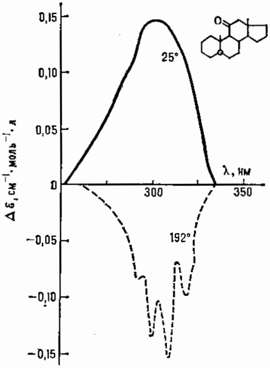


Рис. 3. Изменение кругового дихроизма $\Delta\varepsilon = K_{-} - K_{+}$ вследствие изменения конформации молекулы при понижении температуры.

Круговой Д. при воздействии на электронную оболочку атомов или молекул постоянного или НЧ внеш. магн. поля наз. *магнитным круговым дихроизмом*.

Явления Д. используются в прикладной кристаллооптике и в минералогии (для определения минералов и горных пород), в химии и биохимии для определения структуры молекул. Линейный Д. применяется для получения *поляроидов*. Элементы с управляемым Д. используются как модуляторы световых потоков, устройства индикации, отображения и хранения информации, элементы памяти и т. п.

Лит.: 1) Гайсенок В. А., Саржевский А. М., Анизотропия поглощения и люминесценции многоатомных молекул, Минск, 1986; 2) Кизель В. А., Бурков В. И., Гиротропия кристаллов, М., 1980; 3) Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; 4) Федоров Ф. И., Оптика анизотропных сред, Минск, 1958; 5) Thulstrup E. W., Aspects of the linear and magnetic circular dichroism of planar organic molecules, В., 1980; 6) Попов К. Р., Платонова И. В., Дихроизм полос поглощения плоских молекул, ориентированных в пленках прозрачных полимеров, «Ж. прикл. спектроскопии», 1978, т. 29, с. 717; 7) Блинов Л. М., Электро- и магнитооптика жидких кристаллов, М., 1978. *В. А. Кизель.*

ДИЭЛЕ́КТРИКИ — вещества, относительно плохо проводящие электрич. ток (по сравнению с проводниками). Термин «Д.» (от греч. diá — через и англ. electric — электрический) введён М. Фарадеем (M. Faraday) для обозначения сред, через к-рые проникает эл.-статич. поле (в отличие от металлов, экранирующих эл.-статич. поле). Создаваемое внеш. источниками и поддерживаемое в веществе пост. электрич. поле вызывает направленное перемещение зарядов, т. е. электрич. ток, а также приводит к перераспределению электрич. зарядов и появлению (или изменению) электрич. дипольного момента в любом объёме вещества, т. е. к его поляризации. В зависимости от того, поляризация или электропроводность определяют электрич. свойства среды, принято деление веществ на Д. (изоляторы) и проводники (*металлы*, *электролиты*, *плазма*). Электропроводность Д. по сравнению с металлами очень мала. Их уд. сопротивление $\sim 10^{8}$—10^{17} Ом·см (у металлов $\sim 10^{-6}$—10^{-4} Ом·см). Существует и промежуточный класс — *полупроводники*.

Различие в электропроводности Д. и металлов классич. физика объясняла тем, что в металлах есть свободные электроны (см. *Друде теория металлов*), а в Д. все электроны связаны, т. е. принадлежат отд. атомам, и электрич. поле не отрывает, а лишь слегка смещает их, т. е. поляризует Д. Фактически следует говорить не об отд. электроне, связанном с ядром, а об электронном облаке, окружающем все ядра вещества. Согласно *зонной теории* твёрдого тела, в кристаллич. Д. при темн-ре $T=0$К все нниж. разрешённые энергетич. зоны полностью заполнены электронами, а все вышележащие пусты (в металлах верхняя из разрешённых зон, содержащих электроны, заполнена лишь частично). Полупроводники отличаются от Д. лишь шириной запрещённой зоны $\mathcal{E}_g$. К ним принято обычно относить вещества с $\mathcal{E}_g \sim 0{,}2$—3 эВ, а к Д. с $\mathcal{E}_g > 2$—3 эВ.

В нек-рых случаях приближение зонной теории оказывается недостаточным для решения вопроса о том, является вещество Д. или проводником. Взаимодействие электронов при определ. условиях приводит к тому, что вещество с незаполненной достаточно узкой разрешённой зоной является Д. (см. *Переход металл — диэлектрик*).

Электрические характеристики диэлектриков. Класс Д. охватывает большое кол-во веществ в твёрдом, жидком и газообразном состояниях. Твёрдыми Д. являются мн. кристаллы и аморфные вещества (стёкла, смолы). Все газы состоят в основном из нейтральных атомов и молекул и поэтому в обычных условиях не проводят электрич. тока, т. е. являются Д. С повышением темн-ры T атомы и молекулы ионизируются и газ превращается в плазму.

В рамках макроскопич. теории, рассматривающей Д. как сплошную среду (континуальное приближение), для описания электрич. состояния Д. используется понятие плотности электрич. заряда $\rho(r)$ (r — пространств. координата точки), усреднённого по малому объёму, содержащему достаточно большое число атомов. Под действием внеш. электрич. поля в Д. возникает плотность заряда $\rho(r)$ и в результате — дополнительное к внешнему электрич. поле. Для описания электрич. состояния Д. наряду с ρ удобно вводить вектор поляризации (электрич. дипольный момент единицы объёма Д.) $\mathcal{P}$, связанный с ρ соотношением:

$$\rho = -\operatorname{div}\mathcal{P}.$$

Распределение плотности заряда $\rho(r)$ и электрич. поля $\boldsymbol{E}$ в Д. можно найти, решая систему *Максвелла уравнений* для статич. поля:

$$\operatorname{div}\boldsymbol{E}=4\pi\rho; \quad \operatorname{rot}\boldsymbol{E}=0,$$

дополненную зависимостью $\mathcal{P}(\boldsymbol{E})$ (ур-ние состояния Д.). Зависимость $\mathcal{P}(\boldsymbol{E})$ характеризует электрич. свойства Д. Она различна для разных веществ и даже для разных образцов одного вещества, т. к. зависит от однородности, степени чистоты материала, содержания *дефектов* в нём и т. н.

Для большинства Д. в широком интервале полей $\boldsymbol{E}$ справедлива линейная зависимость $\mathcal{P}$ от $\boldsymbol{E}$, выражаемая для изотропных веществ и кубич. кристаллов соотношением:

$$\mathcal{P}=\varkappa \boldsymbol{E}. \tag{1}$$

В системе единиц СИ $\mathcal{P}=\varepsilon_0\varkappa\boldsymbol{E}$, где $\varepsilon_0=8{,}85\cdot10^{-12}$ Ф/м. Коэф. пропорциональности $\varkappa=\mathcal{P}/\boldsymbol{E}$ в соотношении (3) наз. диэлектрич. восприимчивостью Д. Вместо вектора $\mathcal{P}$ часто пользуются вектором $\boldsymbol{D}$, наз. электрической индукцией:

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}+4\pi\mathcal{P} \text{ (в СИ } \boldsymbol{D}=\varepsilon_0\boldsymbol{E}+\mathcal{P}=\varepsilon\varepsilon_0\boldsymbol{E}). \tag{2}$$

Величина ε наз. диэлектрической проницаемостью. Очевидно, что:

$$\varepsilon=1+4\pi\varkappa \text{ (в СИ } \varepsilon=1+\varkappa).$$

В вакууме $\varkappa=0$ и $\varepsilon=1$ (в системе СГСЭ); для любого Д. $\varepsilon>1$. Величины $\varkappa$ и ε являются осн. характеристиками электрич. свойств Д. Сила взаимодействия двух точечных электрич. зарядов, помещённых в безграничный Д., в ε раз слабее, чем для тех же зарядов в вакууме. Введение $\boldsymbol{D}$ не даёт дополнит. информации о поведении Д. в электрич. поле и целесообразно лишь для удобства записи ур-ний Максвелла.

Для *анизотропных сред* вместо (2) справедливо более общее соотношение: $D_i=\varepsilon_{ik}E_k$, где ε_{ik} — тензор диэлектрич. проницаемости. Это симметричный тензор второго ранга ($\varepsilon_{ik}=\varepsilon_{ki}$), определяемый шестью величинами. В анизотропном Д. $\mathcal{P}$ и $\boldsymbol{E}$ не параллельны друг другу, т. к. $\mathcal{P}$ зависит от ориентации вектора $\boldsymbol{E}$ относительно осей *симметрии кристалла*.

В ограниченном Д., помещённом в однородное внеш. электрич. поле, поляризация и поле однородны лишь в том случае, когда образец имеет форму эллипсоида. В этом случае удаётся найти аналитически поле, обусловленное зарядами, возникшими при поляризации Д. Внутри эллипсоида это поле противоположно по направлению внеш. полю и наз. поэтому деполяризующим. Его величина определяется по ф-ле $E_i=-N_{ik}\mathcal{P}_k$, где N_{ik} — тензор деполяризующих факторов. Для шара N_{ik} сводится к скаляру: $N_{ik}=(4\pi/3)\delta_{ik}$.

Осн. задача микроскопич. теории Д.— расчёт ε, исходя из сведений о структуре вещества.

Поляризация газов. Простейший случай — разреженный инертный газ, где дипольный момент появляется у атомов в результате смещения электронов относительно ядра (деформация электронного облака) в электрич. поле. Такой механизм поляризации наз. электронным. В этом случае (если пренебречь взаимодействием между атомами) ε выражается ф-лой:

$$\varepsilon=1+4\pi N\alpha, \tag{3}$$

где N — число атомов в единице объёма Д., α — *поляризуемость* атома (коэф. пропорциональности между дипольным моментом атома и электрич. полем, действующим на него). Ф-ла (3) справедлива при условии $\varepsilon-1\ll1$.

При увеличении давления в газе необходимо учитывать взаимодействие между атомами. Дальнодействующие диполь-дипольные взаимодействия приводят к отличию локального электрич. поля, действующего на атом $\boldsymbol{E}_{\text{лок}}$, от приложенного поля $\boldsymbol{E}$:

$$\boldsymbol{E}_{\text{лок}}=\boldsymbol{E}+\frac{4\pi}{3}\mathcal{P}=\boldsymbol{E}+\boldsymbol{E}_{\text{Л}}. \tag{4}$$

Здесь $\boldsymbol{E}_{\text{Л}}$— т. н. поле Лоренца. В этом случае ε описывается *Клаузиуса — Моссотти формулой*:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{4\pi}{3}N\alpha. \tag{5}$$

Ф-ла (3) справедлива и для разреженных молекулярных газов, если α — поляризуемость *молекулы*. Последняя определяется распределением плотности электронов и ядер в молекуле, обусловленной характером химической связи. В молекулах с ионной связью (электроны распределены так, что можно выделить отдельные ионы) поляризуемость является результатом сдвига ионов противоположного знака относительно друг друга (ионная поляризация) и деформации электронных оболочек ионов (электронная поляризация). Поляризуемость α молекулы в этом случае является суммой электронной и ионной поляризуемостей. В молекулах с ковалентной связью поляризация обусловлена в основном электронами, осуществляющими хим. связь. В газах из полярных молекул (обладающих электрич. дипольными моментами, к-рые ориентированы в отсутствие электрич. поля $\boldsymbol{E}$ хаотически) под действием поля молекулы ориентируются вдоль него. В этом случае преобладает ориентационная поляризация. Ориентационная поляризуемость молекул сильно зависит от темп-ры, т. к. тепловое движение молекул оказывает разориентирующее воздействие на систему упорядоченных диполей. Поэтому вклад ориентационной поляризации убывает при повышении T. Для ср. значения коллинеарной полю $\boldsymbol{E}$ компоненты дипольного момента $\boldsymbol{p}_0$ молекулы, воспользовавшись распределением Больцмана для частиц в однородном силовом поле, находят:

$$\langle p_{0E}\rangle=\left(\operatorname{cth}\frac{p_0E}{kT}-\frac{kT}{p_0E}\right)\boldsymbol{p}_0\equiv L\left(\frac{p_0E}{kT}\right)\boldsymbol{p}_0,$$

где $L(x)$ наз. *Ланжевена функцией*. При $x\ll1$ $L(x)\approx x/3$, для разреженных газов $\varepsilon \approx 1 + 4\pi N p_0^2/3kT$ (*Ланжевена — Дебая формула*).

Сходный механизм поляризации связан с перескоком под действием электрич. поля отд. ионов из одних положений равновесия в другие. Такой механизм особенно часто наблюдается в молекулах с *водородной связью*, где ионы водорода имеют обычно неск. положений равновесия.

Поляризация конденсированных сред определяется теми же механизмами, к-рые указаны выше для молекул. Расчёт ε (как и др. констант) конденсированных сред весьма сложен. Однако иногда оказываются эффективными простые приближённые ф-лы. Так, соотношение (3) хорошо выполняется для конденсированных веществ, если в них молекулы сохраняют свою индивидуальность, напр. для *молекулярных кристаллов*. Для *ионных кристаллов* удаётся разделить вклады ионной и электронной поляризаций. Последняя определяет ε_∞ — диэлектрич. проницаемость при частотах ω, больших собств. частот колебаний ионов (оптич. *колебаний кристаллической решётки*), но меньших характерных электронных частот. В диэлектрич. проницаемость при $\omega=0$ (ε_0) дают вклады как ионная, так и электронная поляризации. В пренебрежении ангармонизмом ε_0 определяется теми же коэф. «жёсткости» для относительного сдвига подрешёток одинаковых ионов, что и предельные частоты поперечных оптич. колебаний. От величины ε_∞ зависит электрич. поле, возникающее при продольных оптич. колебаниях и определяющее отличие частот продольных (ω_L) и поперечных (ω_T) колебаний. Для двухатомных кристаллов (напр., NaCl) сказанное отражает ф-ла:

$$\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} = \frac{\omega_L^2}{\omega_T^2},$$

являющаяся простейшей формой более общей ф-лы Лиддана — Сакса — Теллера.

Значение ε конденсированной среды существенно зависит от структуры вещества и от внеш. условий, обычно меняясь в пределах от неск. единиц до неск. десятков (у сегнетоэлектриков до 10^5; см. табл. в ст. *Диэлектрическая проницаемость*). Такой разброс значений ε объясняется отчасти тем, что в разных веществах осн. вклад в ε дают разл. механизмы поляризации. Напр., в Д. с полярными молекулами, где наблюдается ориентационная поляризация, ε сравнительно велика (для воды $\varepsilon=81$).

Диэлектрики в переменном поле. Если $\boldsymbol{E}$ изменяется во времени, то поляризация Д. не успевает следовать за вызывающим её перем. электрич. полем, т. к. смещения зарядов не могут происходить мгновенно. Вследствие этого векторы $\mathcal{P}$ и $\boldsymbol{D}$ в данный момент времени t зависят от значений ф-ции $\boldsymbol{E}(t)$ во все предшествующие моменты времени:

$$\boldsymbol{D}(t) = \boldsymbol{E}(t) + \int_{-\infty}^{t} d\tau f(t-\tau)\, \boldsymbol{E}(\tau),$$

где вид ф-ции f зависит от свойств среды.

Поскольку любое перем. поле можно представить в виде совокупности полей, меняющихся по гармонич. закону, то достаточно рассмотреть поведение Д. в поле $E = E_0 \exp(i\omega t)$. Под действием такого поля величины $\boldsymbol{D}$ и $\mathcal{P}$ будут колебаться также гармонически с той же частотой ω. Однако между колебаниями $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ будет существовать разность фаз, что вызвано отставанием поляризации $\mathcal{P}$ от $\boldsymbol{E}$. Зависимость $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{E})$ выражается ф-лой:

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon(\omega)\, \boldsymbol{E}.$$

Диэлектрич. проницаемость $\varepsilon(\omega)$ является комплексной величиной $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$, т. е. характеризуется двумя величинами ε' и ε'', зависящими от ω. Абс. величина $|\varepsilon(\omega)| = \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}$ определяет амплитуду колебания $\boldsymbol{D}$, а отношение $\varepsilon''/\varepsilon' = \mathrm{tg}\,\delta$ определяет разность фаз δ между колебаниями $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$. Величина δ наз. углом *диэлектрических потерь* в связи с тем, что наличие разности фаз приводит к поглощению энергии электрич. поля в Д. Действительно, работа, совершаемая полем $\boldsymbol{E}$ в единице объёма Д., выражается интегралом $\int \boldsymbol{E}\, d\mathcal{P}$. Взятый за 1 период колебания этот интеграл обращается в 0, если $\mathcal{P}$ и $\boldsymbol{E}$ колеблются синфазно ($\delta=0$) или в противофазе ($\delta=\pi$). В остальных случаях интеграл $\neq 0$. Доля энергии, теряемой за 1 период, равна ε''.

В перем. электрич. полях высоких частот, напр. в поле световой волны, свойства Д. принято характеризовать *преломления показателем* n и *поглощения показателем* k (вместо ε' и ε''). Показатель преломления n равен отношению скоростей распространения эл.-магн. волн в Д. и в вакууме; k характеризует затухание эл.-магн. волны в Д. Величины n, k, ε' и ε'' связаны соотношением:

$$n + ik = \sqrt{\varepsilon' + i\varepsilon''}.$$

Дисперсия диэлектрической проницаемости. Зависимость диэлектрич. проницаемости от частоты перем. поля $\varepsilon(\omega)$ наз. частотной или временнóй дисперсией диэлектрич. проницаемости.

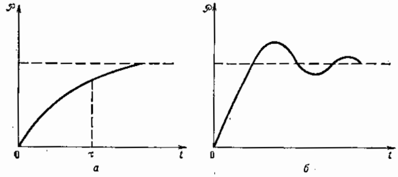


Рис. 1. Две характерные зависимости поляризации диэлектрика $\mathcal{P}$ от времени t: *а* — релаксационная, *б* — резонансная. Постоянное электрическое поле $\boldsymbol{E}$ включается в момент времени $t=0$.

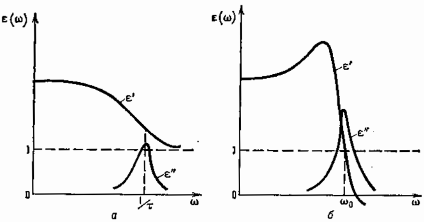


Рис. 2. *а* — Релаксационный характер дисперсии диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$, соответствующий зависимости $\mathcal{P}(\omega)$, изображённой на рис. 1, *а*; *б* — Резонансный характер дисперсии $\varepsilon(\omega)$, соответствующий зависимости, изображённой на рис. 1, *б*.

Из общих соображений можно показать, что ф-ция $\varepsilon'(\omega)$ является чётной: $\varepsilon'(-\omega) = \varepsilon'(\omega)$, а ф-ция $\varepsilon''(\omega)$ — нечётной: $\varepsilon''(-\omega) = -\varepsilon''(\omega)$. Кроме того, ф-ция $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ связаны интегральными *Крамерса — Кронига соотношениями*. Характер зависимостей $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ отражает процесс установления поляризации во времени. Если изменение $\mathcal{P}$ при включении поля имеет характер затухающих колебаний (рис. 1, *б*), то зависимости $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ наз. резонансными (рис. 2, *б*). При ориентационной поляризации $\mathcal{P}(t)$ — экспонента (рис. 1, *а*). В этом случае $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ наз. релаксационными (рис. 2, *а*).

Ф-ция $\varepsilon(\omega)$ имеет простой вид лишь для простейших систем, напр. для разреженного инертного газа. Если рассматривать атомы как совокупность классич. гармонич. осцилляторов, то ур-ние движения осциллятора в электрич. поле $E=E_0\exp(i\omega t)$ имеет вид:

$$\ddot{x}+\omega_1\dot{x}+\omega_0^2x=\frac{eE_0}{m}\exp(i\omega t). \qquad (6)$$

Здесь e, m — величины порядка заряда электрона и его массы, ω_0 — собств. частота, ω_1 характеризует затухание. Из (6) следует закон дисперсии:

$$\varepsilon(\omega)=1+\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2+i\omega\omega_1-\omega^2}. \qquad (7)$$

Здесь $\omega_p^2=4\pi Ne^2/m$, где N — число атомов-осцилляторов в единице объёма Д. Квантовомеханич. рассмотрение даёт сходный результат с тем отличием, что частотам ω_0, ω_1, ω_p придаёт иное физ. содержание: ω_0 — одна из частот поглощения или излучения атома, ω_1 отвечает обратному времени жизни атома в соответствующем возбуждённом состоянии, ω_p — величина, связанная с вероятностью переходов атома из одного состояния в другое (плазменная частота).

Колебания ионов в твёрдом теле можно представить в виде совокупности нормальных колебаний, т. е. рассматривать кристаллич. решётку как набор независимых гармонич. осцилляторов. На однородное в пространстве, переменное по времени электрич. поле реагирует строго определ. число этих осцилляторов — те из них, к-рые отвечают предельным оптич. колебаниям, сопровождающимся изменением поляризации (их наз. также колебаниями, активными в ИК-поглощении). Поэтому обобщение ф-лы (7) (2-й член заменяется на сумму членов того же вида) часто используется для описания дисперсии ε в твёрдом теле. Фактически при этом учитываются частично и эффекты решёточного ангармонизма — наличием члена затухания, пропорц. ω. При более полном учёте этих эффектов вид $\varepsilon(\omega)$ усложняется.

В области низких частот дисперсия ε может быть описана с помощью ф-лы (7) и для сильно ангармонич. систем. При этом нужно учесть, что $\omega_0\ll\omega$, и ф-лу (7) можно представить в виде ф-лы Дебая:

$$\varepsilon(\omega)=1+\frac{\mathrm{const}}{1+i\omega\tau},$$

где τ — время релаксации. Такая зависимость применима в широком интервале ω, когда осн. механизмом поляризации является ориентационный.

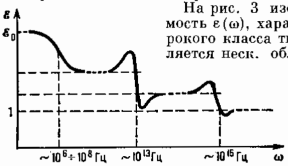


Рис. 3. Зависимость $\varepsilon(\omega)$ твёрдого диэлектрика от частоты ω поля E.

На рис. 3 изображена зависимость $\varepsilon(\omega)$, характерная для широкого класса твёрдых Д. Выделяется неск. областей дисперсии в разных диапазонах ω, что указывает на несколько различных механизмов поляризации. В ионных кристаллах типичные периоды колебаний ионов $\sim10^{-13}$ с. Поэтому область дисперсии $\varepsilon(\omega)$, обусловленная ионной поляризацией, приходится на частоты $\omega\sim10^{13}$ Гц (ИК-диапазон). При более высоких частотах ионы уже не успевают смещаться и весь вклад в поляризацию обусловлен электронами. Характерные периоды колебаний электронов 10^{-15} с. Эл.-магнитные волны на частотах $\omega\sim10^{15}$ Гц (УФ-диапазон) сильно поглощаются, т. е. резко возрастает ε''. При меньших ω (в частности, для видимого света) чистые однородные Д. (в отличие от металлов) прозрачны (наличие примесей и дефектов приводит к появлению электронных уровней в запрещённой зоне Д., а следовательно, к дополнит. поглощению эл.-магн. волн определ. частот, что вызывает окраску кристаллов, см. *Центры окраски*). В Д. с полярными молекулами характерные времена τ установления ориентационной поляризации определяются величиной потенциального барьера U, разделяющего состояния с разл. ориентациями электрич. диполей. Эти времена зависят от темп-ры:

$$\tau\sim\exp\left(-\frac{U}{kT}\right).$$

Они сравнительно велики, порядка 10^{-6}—10^{-8} с. Ещё в более низкой области частот может наблюдаться релаксационная дисперсия, обусловленная дефектами и неоднородностями Д. Для нек-рых Д. могут быть существенными более специфич. механизмы дисперсии, напр. связанные с колебаниями под действием поля доменных стенок в сегнетоэлектриках. Т. о., изучая зависимость $\varepsilon(\omega)$, можно получить сведения о свойствах Д. и выделить вклад в поляризацию от разл. её механизмов.

Поляризация диэлектриков в отсутствие внешнего электрического поля наблюдается у ряда твёрдых Д. и объясняется особенностями их структуры. В *пьезоэлектриках* поляризация возникает при определ. деформации кристалла, причём имеет место линейная связь между $\mathscr{P}$ и соответств. компонентами тензора напряжений (или деформаций) кристалла в соответствующих направлениях. Пьезоэлектрич. эффект обратим — при наложении электрич. поля E в пьезоэлектриках возникают деформации, пропорциональные E.

У нек-рых Д. поляризация (и связанные с ней электрич. эффекты) возникают при изменении темп-ры. Это является следствием температурной зависимости спонтанной (самопроизвольной) поляризации, к-рая при неизменной темп-ре экранируется носителями заряда, и образец становится электрически нейтральным. Вещества, обладающие зависящей от T спонтанной поляризацией, наз. *пироэлектриками.*

Особой разновидностью пироэлектриков являются *сегнетоэлектрики*. При нагревании они обычно переходят в непироэлектрич. состояние. Спонтанная поляризация сегнетоэлектриков испытывает более существенные (чем у др. пироэлектриков) изменения под влиянием внеш. воздействий (изменения темп-ры, механич. напряжений, электрич. поля). Поэтому для сегнетоэлектриков характерны большие значения пироэлектрич. и пьезоэлектрич. коэффициентов и диэлектрич. проницаемости. Кристалл сегнетоэлектрика обычно разбит на домены с разл. направлениями температурно-зависимой части спонтанной поляризации.

Пиро- и пьезоэффекты возможны лишь у кристаллов определённых точечных групп симметрии кристалла.

Электропроводность диэлектриков σ мала, однако она всегда отлична от нуля (табл.).

Удельное сопротивление $1/\sigma$ и электрическая прочность $E_{пр}$ некоторых твёрдых диэлектриков.

	$1/\sigma$, Ом·см	$E_{пр}$, В/см
Кварцевое стекло	10^{16}—10^{18}	2—3·10^5
Полиэтилен	10^{15}—10^{16}	4·10^5
Слюда	10^{14}—10^{16}	1—2·10^6
Электрофарфор	10^{13}—10^{14}	3·10^5
Мрамор	10^8—10^9	2—3·10^5

Носителями заряда в Д. являются электроны и ионы. Электронная проводимость Д. в обычных условиях мала по сравнению с ионной. Ионная проводимость может быть обусловлена перемещением как собств. ионов, так и примесных. Возможность перемещения ионов по кристаллу связана с наличием в них дефектов. Если, напр., в кристаллах есть вакансии, то под действием поля соседний ион может перескочить и заполнить её; во вновь образовавшуюся вакансию может перескочить след. ион и т. д. В итоге происходит движение вакансий, к-рое приводит к переносу заряда через весь кристалл. Перемещение ионов может происходить и в результате перескоков по междоузлиям.

С ростом T ионная проводимость увеличивается, т. к. растёт подвижность ионов, связанная с преодолением потенциальных барьеров при их перескоках под действием тепловой активации. Заметный вклад в электропроводность Д. может вносить поверхностная проводимость.

Пробой диэлектриков. Электрич. ток в Д. пропор-

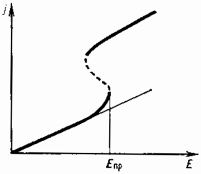


Рис. 4. Зависимость плотности тока j от напряжённости электрического поля E в диэлектрике; пунктир соответствует области неустойчивых состояний.

ционален напряжённости электрич. поля E. Однако в достаточно сильных полях ток растёт быстрее, чем по закону Ома, и при нек-ром критич. поле $E_{пр}$ наступает электрич. пробой Д. Величина $E_{пр}$ наз. электрич. прочностью Д. (табл.). При пробое однородное токовое состояние становится неустойчивым и почти весь ток начинает течь по узкому каналу. Плотность тока в этом канале достигает больших значений, что приводит к необратимым изменениям в Д. На рис. 4 приведена зависимость плотности тока j от E, рассчитанная в предположении, что ток однороден по сечению образца. Из рис. видно, что с ростом j величина dE/dj, наз. дифференц. сопротивлением, может стать отрицательной (см. *Отрицательное дифференциальное сопротивление*). Состояние с отрицательным дифференц. сопротивлением является неустойчивым и приводит к образованию канала тока при $E \geqslant E_{пр}$ (см. *Шнурование тока*, *Пробой электрический*).

Нелинейные свойства диэлектриков. Линейная зависимость (1) справедлива только для электрич. полей, значительно меньших внутриатомных полей $E_а \sim 10^8$ В/см. Т. к. обычно $E_{пр} \ll E_а$, то в большинстве Д. не удаётся наблюдать нелинейную зависимость $\mathcal{P}(E)$ в пост. электрич. поле. Исключение составляют сегнетоэлектрики, где в определ. интервале T (в сегнетоэлектрич. фазе и вблизи от точек фазовых переходов) наблюдается сильная нелинейная зависимость.

При высоких частотах электрич. прочность Д. повышается, поэтому нелинейные свойства любых Д. проявляются в высокочастотных полях больших амплитуд. В луче лазера могут быть созданы электрич. поля напряжённостью $\sim 10^8$ В/см. В таких полях становятся существенными нелинейные свойства Д., что позволяет наблюдать преобразование частоты света, самофокусировку света и др. нелинейные эффекты (см. *Нелинейная оптика*).

Применение. Д. в физ. эксперименте и технике используются прежде всего как электроизоляц. материалы. Для этого необходимы Д. с большими уд. сопротивлением и $E_{пр}$ и с малым углом диэлектрич. потерь $\operatorname{tg} \delta$. Д. с высокой ε используются как конденсаторные материалы (ёмкость конденсатора, заполненного Д., возрастает в ε раз). Пьезоэлектрики широко применяются для преобразований звуковых колебаний в электрические и наоборот (приёмники и излучатели звука, см. *Пьезоэлектрические преобразователи*). Пироэлектрики служат для индикации и измерения интенсивности ИК-излучения. Сегнетоэлектрики применяют для создания нелинейных элементов, входящих в состав разл. радиотехн. устройств (усилители, стабилизаторы частоты и преобразователи электрич. сигналов, схемы регулирования и др.). Чистые Д. прозрачны в оптич. диапазоне. Вводя в Д. примеси, можно окрасить его, сделав непрозрачным для определ. области спектра (фильтры). Диэлектрич. кристаллы используются в *квантовой электронике* (в лазерах и квантовых усилителях СВЧ и т. д.).

Лит.: Сканави Г. И., Физика диэлектриков. (Область слабых полей), М.— Л., 1949; его же, Физика диэлектриков. (Область сильных полей), М., 1958; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Фрёлих Г., Теория диэлектриков, пер. с англ., М., 1960; Хиппель А. Р., Диэлектрики и волны, пер. с англ., М., 1960; Браун В., Диэлектрики, пер. с англ., М., 1961; Желудев И. С., Физика кристаллических диэлектриков, М., 1968; Киттель Ч., Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1979. *А. П. Леванюк*

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ — величина, характеризующая способность вещества поляризоваться, т. е. изменять свою поляризацию $\mathcal{P}$ под действием электрич. поля $\boldsymbol{E}$: $\varkappa = d\mathcal{P}/dE$. Для анизотропной среды $\varkappa_{ij}$ — тензор. Д. в. связана с диэлектрич. проницаемостью ε соотношением: $\varepsilon = 1 + 4\pi\varkappa$. Поэтому Д. в. обладает теми же свойствами (зависимость от разл. параметров среды и внеш. условий), что и *диэлектрическая проницаемость* (см. *Диэлектрики*).

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ — устаревшее название *диэлектрической проницаемости*.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ — важнейшая эл.-динамич. характеристика среды (газа, жидкости, твёрдого тела, нейтронного вещества), частицы к-рой обладают зарядом или магн. моментом; понятие Д. п. иногда распространяют и на непротяжённые системы (атом. ядро, нуклоны). Д. п. описывает как внутр. свойства среды (спектр возбуждений, взаимодействие частиц), так и результат воздействия на неё внеш. зарядов или токов (неупругое рассеяние заряж. частиц, прохождение эл.-магн. волн). Д. п. содержится в материальных ур-ниях, к-рые дополняют систему *Максвелла уравнений*, делая её замкнутой.

Определение и общие свойства. В простейшем статич. случае Д. п. (наз. также статич. Д. п.) показывает, во сколько раз уменьшится кулоновское взаимодействие зарядов, не испытывающих обратного влияния среды, при переносе их из вакуума в данную среду (см. *Кулона закон*). Одновременно Д. п. ε связывает материальным ур-нием $\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E}$ электрич. индукцию $\boldsymbol{D}$ с напряжённостью $\boldsymbol{E}$ электрич. поля в среде (см. *Диэлектрики*). Величина статич. Д. п. меняется от значений близких к 1 (в системе СГСЕ) для газов до 10^4 для нек-рых сегнетоэлектриков (табл.). Она зависит от структуры вещества и внеш. условий, напр. темп-ры T.

Статическая диэлектрическая проницаемость некоторых веществ (в единицах СГСЕ).

	ε	T, °C		ε	T, °C
Воздух (760 мм рт. ст.)	1,00057	0	NaCl	5,26	20
Водяной пар	1,0126	110	Бензол	2,322	80
CO_2	1,00099	0	$BaTiO_3$	1700—2000	20
Ar	1,00055	0	Si	12,0	20
Слюда	6	20	Стекло	5—16	20
Спирт этиловый	26,8	15	Полиэтилен	2,3	20
Вода	81	20	Рутил (вдоль оптич. оси)	170	20
SiO_2	3,75	20	Сегнетова соль	6000	20
Алмаз	5,7	20			

В общем случае переменного поля и анизотропной среды Д. п. представляет собой зависящий от координат ($\boldsymbol{r}$) и времени (t) комплексный тензор $\varepsilon_{\alpha\beta}$, входящий в материальное ур-ние:

$$D_\alpha(t, \boldsymbol{r}) = \int dt' \int d\boldsymbol{r}' \varepsilon_{\alpha\beta}(t, \boldsymbol{r}, t', \boldsymbol{r}') E_\beta(t', \boldsymbol{r}'). \quad (1)$$

Оно отвечает слабым полям $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{D}$ (о Д. п. в случае сильных полей см. в ст. *Нелинейная оптика*). Свойства Д. п. формулируются ниже применительно к случаям однородной и кристаллич. равновесных сред.

Однородная среда описывается Д. п. $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \boldsymbol{k})$, к-рая является компонентой тензора Фурье Д. п. $\varepsilon_{\alpha\beta}$, входящего в ур-ние (1), по переменным $(t - t')$, $(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')$. Зависимость Д. п. от частоты ω (частотная дисперсия) и от волнового вектора $\boldsymbol{k}$ (*дисперсия пространственная*) отражает тот факт, что внеш. воздействие на среду в момент t_0 в точке $\boldsymbol{r}_0$ меняет её состояние нелокальным образом (также и в момент $t \neq t_0$ в точке $\boldsymbol{r} \neq \boldsymbol{r}_0$). Тензор Д. п. удовлетворяет условиям:

$$\varepsilon^*_{\alpha\beta}(\omega, \boldsymbol{k}) = \varepsilon_{\alpha\beta}(-\omega, -\boldsymbol{k}); \quad \varepsilon_{\beta\alpha}(\omega, \boldsymbol{k}) = \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, -\boldsymbol{k}).$$

Его можно выразить через тензор среды $\sigma_{\alpha\beta}$, связывающий компоненты векторов плотности тока $\boldsymbol{j}$ и поля $\boldsymbol{E}$:

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \boldsymbol{k}) = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{\alpha\beta}(\omega, \boldsymbol{k}); \qquad (1, a)$$

$\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера.

В изотропной среде (если отвлечься от эффектов гиротропии) тензор Д. п. сводится к двум скалярным величинам — продольной Д. п. ε_l и поперечной ε_t, зависящим от ω и $|\boldsymbol{k}|$:

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \frac{1}{k^2}\left[\varepsilon_l k_\alpha k_\beta + \varepsilon_t(\delta_{\alpha\beta}k^2 - k_\alpha k_\beta)\right]. \qquad (2)$$

Неопределённость в величинах $\boldsymbol{D}$ и напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$ оставляет нек-рый произвол в выборе ε_t. Часто принимают $\varepsilon_t = \varepsilon_l$. Такая Д. п. несёт информацию только об электрич. свойствах среды, а её магн. свойства описываются *магнитной проницаемостью* μ, входящей в материальное ур-ние $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{B}/\mu$, где $\boldsymbol{B}$ — *магнитная индукция*. Др. выбор, используемый ниже, отвечает равенству $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{B}$. При этом $\mu = 1$, а электрич. и магн. свойства среды описываются соответственно величинами ε_l и ε_t. При $k \to 0$ справедливо равенство $\varepsilon_l = \varepsilon_t = \varepsilon(\omega)$, причём величина $\varepsilon(0)$ совпадает со статич. диэлектрич. проницаемостью ε. Величина $\varepsilon(\omega) - 1$ в случае разреженного газа нейтральных частиц (атомов или молекул с поляризуемостью $\alpha(\omega)$ и концентрацией n) равна $4\pi n\alpha(\omega)$, приобретая при учёте эффектов локального поля дополнительный фактор $[1 - {}^4/_3\pi\alpha(\omega)]^{-1}$ (см. *Лоренц — Лоренца формула*).

С помощью ур-ний Максвелла выражению (1, *а*) можно придать вид соотношения между внешними, сторонними (индекс «*е*» вверху) и полными (без индекса) плотностями заряда ρ и поперечными компонентами плотности тока $\boldsymbol{j}$:

$$\rho(\omega, \boldsymbol{k}) = \frac{1}{\varepsilon_l(\omega, \boldsymbol{k})}\rho^e(\omega, \boldsymbol{k}); \qquad (3)$$

$$\boldsymbol{j}(\omega, \boldsymbol{k}) = \frac{\omega^2 - k^2c^2}{\omega^2\varepsilon_t(\omega, \boldsymbol{k}) - k^2c^2}\boldsymbol{j}^e(\omega, \boldsymbol{k}).$$

Такое определение Д. п. имеет прямой микроскопич. смысл и не требует усреднения или сглаживания физ. величин по пространству или времени. Равенство нулю знаменателей в (3) определяет спектр продольных и поперечных собств. колебаний среды (нормальных волн), к-рые существуют и при отсутствии внеш. источников.

Наиб. общие свойства Д. п. следуют из теории линейных ф-ций отклика (*обобщённых восприимчивостей*), к-рая основывается на гамильтониане $\mathcal{H} = \int dt d\boldsymbol{r}\hat{C}I$, описывающем малое внеш. воздействие I на среду ($\hat{C}$ — динамич. характеристика среды, сопряжённая I). Обобщённая восприимчивость R устанавливает связь между ср. значением $C = \langle\hat{C}\rangle$ и I:

$$C(t, \boldsymbol{r}) = \int dt'\, d\boldsymbol{r}' R(t - t', \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')\, I(t', \boldsymbol{r}');$$

$$C(\omega, \boldsymbol{k}) = R(\omega, \boldsymbol{k})\, I(\omega, \boldsymbol{k}). \qquad (4)$$

Как видно из (3), в электродинамике обобщёнными восприимчивостями служат не ε_l, ε_t, а компоненты ф-ции Грина фотона в среде: $[k^2\varepsilon_l(\omega, \boldsymbol{k})]^{-1}$; $[\omega^2c^{-2}\varepsilon_t(\omega, \boldsymbol{k}) - k^2]^{-1}$ (роль I играют плотности внешних зарядов и тока, роль C — компоненты потенциала).

Для продольной восприимчивости справедливы след. общие соотношения: её мнимая часть, описывающая поглощение в среде и отличная от 0 при $\omega \neq 0$, даётся *флуктуационно-диссипативной теоремой*:

$$\mathrm{Im}\,[\varepsilon_l(\omega, \boldsymbol{k})]^{-1} = -\frac{4\pi}{\hbar k^2}\,\mathrm{th}\left(\frac{\hbar\omega}{2kT}\right)K(\omega, \boldsymbol{k}) \leqslant 0 \quad (\omega \geqslant 0),$$

где K — компонента Фурье корреляционной ф-ции $\frac{1}{2}\langle\hat{\rho}(t, \boldsymbol{r})\hat{\rho}(0) + \hat{\rho}(0)\hat{\rho}(t, \boldsymbol{r})\rangle$, T — темп-ра среды. Сама продольная восприимчивость даётся *Кубо формулой*:

$$[\varepsilon_l(\omega, \boldsymbol{k})]^{-1} = 1 - \frac{4\pi i}{\hbar k^2 V}\int_0^\infty dt e^{i\omega t}\langle\hat{\rho}(\boldsymbol{k}, t)\hat{\rho}(-\boldsymbol{k}, 0) -$$

$$- \hat{\rho}(-\boldsymbol{k}, 0)\hat{\rho}(\boldsymbol{k}, t)\rangle;$$

$\hat{\rho}$ — фурье-компонента оператора плотности заряда, V — объём среды, ведущей к аналитич. в верхней полуплоскости ω функции. Это приводит к *Крамерса—Кронига соотношению*:

$$[\varepsilon_l(\omega, \boldsymbol{k})]^{-1} = 1 + \frac{1}{\pi}\int_0^\infty \frac{d\omega'^2\,\mathrm{Im}\,[\varepsilon_l(\omega', \boldsymbol{k})]^{-1}}{\omega'^2 - \omega^2 - i\delta},$$

из к-рого следует неравенство:

$$1/\varepsilon_l(0, \boldsymbol{k}) \leqslant 1$$

или

$$\varepsilon_l(0, \boldsymbol{k}) \geqslant 1; \quad \varepsilon_l(0, \boldsymbol{k}) < 0. \qquad (5)$$

Для статич. Д. п. (5) совпадает с критерием стабильности среды относительно спонтанного появления *волн зарядовой плотности*. Существует ряд правил сумм для мнимой части Д. п., в частности:

$$\frac{1}{\pi}\int_0^\infty d\omega'^2\,\mathrm{Im}\,[\varepsilon_l(\omega', \boldsymbol{k})]^{-1} = \sum_i \frac{4\pi e_i\rho_i}{m_i} = \omega_p,$$

где i — номер сорта частиц среды, e_i, ρ_i, m_i — их заряд, плотность заряда и масса, ω_p — плазменная частота.

Сама Д. п. ε_l к числу обобщённых восприимчивостей не относится и для неё нет соотношений типа приведённых выше. Исключение составляет *дисперсионное соотношение* при $k = 0$, точнее при $k \leqslant 1/L$ (где L — линейный размер среды), к-рое может быть получено без использования гамильтониана, непосредственно из *причинности принципа* — равенства нулю величины $R(t - t', \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')$ в (4) при $t < t'$. Это даёт:

$$\varepsilon_l(\omega, 1/L) = 1 + \frac{1}{\pi}\int_0^\infty \frac{d\omega'^2\,\mathrm{Im}\,\varepsilon_l(\omega', 1/L)}{\omega'^2 - \omega^2 - i\delta}$$

и как следствие:

$$\varepsilon_l(0, 1/L) \geqslant 1. \qquad (6)$$

Из (5), (6) следует, что значения Д. п. в интервале от 0 до 1 («диаэлектричество») недопустимы. Вместе с тем при $k \gg 1/L$ возможны отрицат. значения $\varepsilon(0, \boldsymbol{k})$, т. е. возможно притяжение между одноимёнными тяжёлыми зарядами, помещёнными в среду. Существует широкий класс таких сред (им свойственно сильное кулоновское взаимодействие между частицами): неидеальная плазма, ионные расплавы, электролиты, нек-рые металлы.

Для поперечной обобщённой восприимчивости справедливы аналогичные, но более сложные соотношения. В частности, статич. магн. проницаемость $\mu(0, \boldsymbol{k})$ подчиняется неравенству:

$$\mu(0, \boldsymbol{k}) \geqslant \left(1 + \frac{\omega_p^2}{c^2k^2}\right)^{-1}.$$

В отличие от $\varepsilon_l(0, \boldsymbol{k})$ отрицат. значения $\mu(0, \boldsymbol{k})$ недопустимы, но зато эта величина может быть <1, что соответствует *диамагнетизму*.

Кристаллическая среда характеризуется тензором Д. п. $\varepsilon_{\alpha\beta}(\boldsymbol{k} + \boldsymbol{g}, \boldsymbol{k} + \boldsymbol{g}', \omega)$, к-рый представляет собой матрицу в пространстве векторов обратной решётки $\boldsymbol{g}$. В этом случае также можно ввести аналог продольной Д. п.:

$$\varepsilon_l^{-1}(\boldsymbol{k} + \boldsymbol{g}, \boldsymbol{k} + \boldsymbol{g}', \omega) = (\boldsymbol{k} + \boldsymbol{g})_\alpha(\boldsymbol{k} + \boldsymbol{g}')_\beta \times$$

$$\times \frac{\varepsilon^{-1}_{\alpha\beta}(\boldsymbol{k} + \boldsymbol{g}, \boldsymbol{k} + \boldsymbol{g}', \omega)}{|\boldsymbol{k} + \boldsymbol{g}|\,|\boldsymbol{k} + \boldsymbol{g}'|}.$$

Обратная матрица ε_l^{-1} определяет потенциал взаимодействия между статич. зарядами в среде. Матричный характер Д. н. ведёт к тому, что даже «гладкое» внеш. воздействие $\rho^e(\boldsymbol{k}+0,\ \omega)$ порождает быстро осциллирующие в пространстве компоненты $\rho(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g},\ \omega)$ с произвольными значениями $\boldsymbol{g}$. Среди них имеется и «гладкая» компонента $\rho(\boldsymbol{k}+0,\ \omega)$. Соотношение между нею и $\rho^e(\boldsymbol{k}+0,\ \omega)$ определяет т. н. макроскопич. Д. п. кристалла:

$$\varepsilon(\boldsymbol{k},\ \omega)=[\varepsilon_l^{-1}(\boldsymbol{k}+0,\ \boldsymbol{k}+0,\ \omega)]^{-1}.$$

Хотя эта величина и не описывает всех электродинамич. свойств кристалла, но она, как и соответствующий тензор Д. п. $\varepsilon_{\alpha\beta}(\boldsymbol{k},\ \omega)$, даёт усреднённое (но объёмам, размер к-рых велик по сравнению с параметром кристаллич. решётки, но мал по сравнению с величиной $1/k$) описание свойств кристалла. Именно величина $\varepsilon_{\alpha\beta}$ используется в *кристаллофизике* в качестве тензора Д. н.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Пайнс Д., Нозьер Ф., Теория квантовых жидкостей, пер. с англ., М., 1967; Долгов О. В., Максимов Е. Г., Эффекты локального поля и нарушение соотношений Крамерса — Кронига для диэлектрической проницаемости, «УФН», 1981, т. 135, с. 441.

О. В. Долгов, Д. А. Киржниц, Е. Г. Максимов.

Д. п. плазмы. Особенности диэлектрич. свойств плазмы определяются тем, что плазма является газом кулоновски взаимодействующих частиц, поэтому в ней имеется самосогласованное поле, роль к-рого в большинстве случаев заметно бо́льшая, чем роль столкновений. В плазме доминирующую роль играют коллективные движения, приводящие к таким специфическим эффектам, как бесстолкновительное затухание волн — *Ландау затухание*, бесстолкновительные процессы переноса. Сами же коллективные движения — колебания и волны — определяются диэлектрич. свойствами плазмы. Д. п. плазмы, как анизотропной среды, связана с тензором проводимости $\sigma_{\alpha\beta}$ соотношением (система единиц СГС):

$$\varepsilon_{\alpha\beta}=\delta_{\alpha\beta}+\frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{\alpha\beta}(\boldsymbol{k},\ \omega). \qquad (1)$$

Проводимость плазмы $\sigma_{\alpha\beta}$ определяется с помощью решения кинетич. ур-ний для заряж. частиц относительно их ф-ций распределения f_l (где l — сорт частицы).

Знание f_l как функции частоты ω, волнового вектора $\boldsymbol{k}$ и самосогласованного электрич. поля E позволяет найти ток j_α по формуле $j_\alpha=\sum_l e_l\int v_\alpha f_l dv$, где e_l — заряд, v_α — скорость частицы. В практически весьма важном случае относительно малых амплитуд перем. полей задача о нахождении $\sigma_{\alpha\beta}$ для однородной равновесной плазмы решается до конца. При этом кинетич. ур-ния линеаризуются относительно малых амплитуд отклонений δf_l от стационарной ф-ции распределения f_{0l}. Используя (1) и линейные относительно токов ур-ния Максвелла, для самосогласованных полей получают систему линейных ур-ний, определяющих собственные колебания плазмы:

$$\Lambda_{\alpha\beta}E_\beta\equiv\left[\frac{k^2c^2}{\omega^2}\left(\frac{k_\alpha k_\beta}{k^2}-\delta_{\alpha\beta}\right)+\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega,\ \boldsymbol{k})\right]E_\beta=0. \qquad (2)$$

Решение системы (2) существует в случае равенства нулю определителя системы

$$\det[\Lambda_{\alpha\beta}(\omega,\ \boldsymbol{k})]=0. \qquad (3)$$

Решение ур-ния (3) позволяет найти собственные частоты плазмы и дисперсионную зависимость $\omega(\boldsymbol{k})$. Если же решается задача о распространении волн в плазме (задана частота волны), то (2) определяет волновой вектор $\boldsymbol{k}$ как функцию ω. Ур-ние (3) даёт комплексные значения собственных частот, т. е. $\omega^s=\omega_0^s+i\gamma^s$, где ω_0^s — частота собственных колебаний, γ^s — декремент их затухания. Для почти периодич. волн $\omega_0^s\gg\gamma^s$. Отсюда можно сделать ряд общих выводов относительно поглощающих свойств плазмы, используя лишь общий вид $\varepsilon_{\alpha\beta}$. Действительно, энергия Q почти периодич. волны, поглощаемая в единицу времени средой, определяется средним по периоду значением от скалярного произведения плотности тока $\boldsymbol{j}$ на вектор электрич. поля волны $\boldsymbol{E}$, т. е.

$$Q=\langle\mathrm{Re}\,\boldsymbol{j}\ \mathrm{Re}\,\boldsymbol{E}\rangle=\frac{1}{2}\cdot\frac{\omega^2}{4\pi}\varepsilon''_{\alpha\beta}E_\alpha E_\beta^*, \qquad (4)$$

где $\varepsilon''_{\alpha\beta}$ — антиэрмитова часть тензора Д. п., определяющая поглощение волны средой или её затухание.

В связи с малостью затухания эрмитова часть Д. п. $\varepsilon'_{\alpha\beta}\gg\varepsilon''_{\alpha\beta}$, поэтому найти собственные колебания плазмы можно методом теории возмущений. В нулевом приближении в $\Lambda_{\alpha\beta}^{(0)}$ подставляется $\varepsilon'_{\alpha\beta}$, а в след. приближении, учитывая ортогональность собственных векторов эрмитовой задачи $\Lambda_{\alpha\beta}^{(0)}e_\beta^s=0$, находится декремент затухания с помощью ф-лы

$$\gamma^s=\frac{-e_\alpha^{s*}\,\varepsilon''_{\alpha\beta}\,e_\beta^s}{e_\gamma^{s*}\left(\partial\Lambda_{\gamma\delta}^{(0)}/\partial\omega\right)e_\delta^s}, \qquad (5)$$

где e_γ^s, e_δ^s — соответствующие собственные векторы. Соотношения (1) — (5) справедливы и для слабонеравновесных ф-ций распределения.

В общем случае при распространении волн большой амплитуды задача о диэлектрич. свойствах плазмы резко осложняется и решается лишь в отд. частных случаях. См. также *Волны в плазме*.

Лит.: Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Силин В. П., Рухадзе А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961; Ораевский В. Н., Периодические волны в бесстолкновительной плазме, в сб.: Основы физики плазмы, М., 1983.

В. Н. Ораевский.

ДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ ПРОНИЦА́ЕМОСТЬ АБСОЛЮ́ТНАЯ (абсолютная диэлектрическая проницаемость) — величина, равная произведению диэлектрич. проницаемости ε и *электрической постоянной* ε_0:

$$\varepsilon_a=\varepsilon\varepsilon_0.$$

Т. к. *диэлектрическая проницаемость* — безразмерная величина, зависящая только от свойств вещества, то ε_a имеет ту же размерность, что и ε_0; выражается в СИ в *фарад на метр*.

ДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕ́НИЯ — измерения статич. и динамич. диэлектрич. проницаемости веществ $\varepsilon=\varepsilon'+i\varepsilon''$ и связанных с нею величин, напр. тангенса угла *диэлектрических потерь* $\mathrm{tg}\ \delta=\varepsilon''/\varepsilon'$ (см. *Диэлектрики*). Диапазон значений ε' и ε'', доступных для определения: 10^3-10^6 для ε' и $10^{-5}-10^5$ для ε''. Типичные точности измерений $\sim1\%$ для ε' и $\sim10\%$ для ε''. Д. и. основаны на явлениях взаимодействия эл.-магн. поля с электрич. дипольными моментами частиц вещества и являются одним из важнейших методов исследования атомного строения твёрдых тел, жидкостей и газов.

Методы Д. и. многообразны: они зависят от агрегатного состояния вещества, от абс. величин и симметрийных свойств ε, от частоты ν и интенсивности эл.-магн. поля. Д. и. охватывают широкий диапазон частот от инфранизких (10^{-5} Гц) до $\nu\sim10^{15}$ Гц (рис. 1), где они смыкаются с оптич. измерениями. Начиная с $\nu\geqslant10^{11}$ Гц наравне с комплексной ε оперируют комплексным показателем преломления $n=n'+ik$ (k — показатель поглощения). Между ε и n для немагн. материалов существует однозначная связь:

$$n=\sqrt{\varepsilon};\ \varepsilon'=n'^2-k^2;\ \varepsilon''=2n'k.$$

В основе большинства методов Д. и. при $\nu\leqslant10^8$ Гц лежит процесс зарядки и разрядки измерит. конденсатора, заполненного исследуемым веществом. Измеряя ёмкость C и проводимость $1/R$ конденсатора, рассчитывают ε' и ε'':

$$\varepsilon'=\frac{dC}{S};\quad \varepsilon''=\frac{d}{S\nu R}.$$

Здесь d — расстояние между обкладками конденсатора, S — площадь каждой из них. На инфранизких частотах

C определяют, измеряя разрядный ток I конденсатора, выдержанного под напряжением U:

$$C=\frac{1}{U}\int_0^{\infty} I(t)\,dt,$$

а $1/R$ рассчитывают по скорости спадания I. На частотах до $\omega\sim10^7$ Гц C и $1/R$ измеряют с помощью мостовых

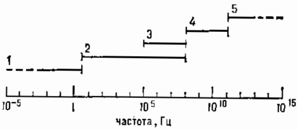


Рис. 1. Методы диэлектрических измерений: 1 — разряд конденсатора, 2 — мостовые схемы, 3 – LC-контуры, 4 — волноводные линии, 5 — ИК-спектроскопия.

схем (рис. 2). Начиная с $\nu\sim10^5$ Гц и вплоть до 10^8 Гц для определения C используют колебат. контуры, настраивая контур в резонанс с частотой поля.

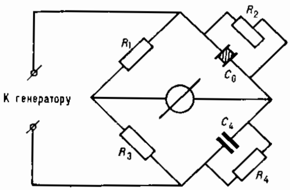


Рис. 2. Мост Шеринга: при условии баланса: $\varepsilon'=\frac{R_3C_2}{R_1C_0}$; $\varepsilon''=\frac{1}{2\pi C_0\nu}\left(\frac{R_3}{R_1R_4}-\frac{1}{R_2}\right)$, где C_0 — ёмкость пустого конденсатора.

В диапазоне метровых и сантиметровых волн ($\omega\sim\sim10^8-10^{11}$ Гц) применяют волноводные методы. Исследуемый образец помещают в разрыв центрального проводника коаксиального кабеля или внутрь *волновода* и регистрируют зондом связанное с этим изменение структуры поля в линии. Обычно образец располагают на задней стенке закороченного отрезка линии (рис. 3); измеряя коэф. бегущей волны $K_Б$ и расстояние x от передней грани образца до первого узла стоячей волны, определяют ε' и ε'' из соотношений:

$$\frac{\operatorname{th}\gamma d}{\gamma d}=-i\frac{\lambda_в}{2\pi d}\cdot\frac{K_Б-i\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda_в}x}{1-iK_Б\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda_в}x};$$

$$\lambda_в=\frac{\lambda}{\sqrt{1-(\lambda/\lambda_г)^2}};\quad \gamma=\frac{2\pi}{\lambda_в}\sqrt{\varepsilon'-i\varepsilon''-\left(\frac{\lambda}{\lambda_г}\right)^2}.$$

Здесь λ — длина волны в свободном пространстве, d — толщина образца, $\lambda_в$ — длина волны в волноводе, $\lambda_г$ — граничная длина волны волновода.

Начиная с $\nu\sim10^{11}$ Гц Д. и. проводят в свободном пространстве; измеряют коэф. пропускания T эл.-магн. волн плоскопараллельной пластинкой вещества (рис. 4) или коэф. отражения R от бесконечного слоя, а также соответствующие им фазовые сдвиги волны в образце φ и ψ. По *Френеля формулам* рассчитывают n и k:

$$T=\frac{\exp(-4\pi kd/\lambda)\,[(1-R)^2+4R\sin^2\psi]}{[1-R\exp(-4\pi kd/\lambda)]^2+4R\exp(-4\pi kd/\lambda)\sin^2(2\pi nd/\lambda+\psi)};$$

$$\varphi=\frac{2\pi nd}{\lambda}-\operatorname{arctg}\frac{k(n^2+k^2-1)}{(k^2+n^2)(2+n)+n}+$$

$$+\operatorname{arctg}\frac{R\exp(-4\pi kd/\lambda)\sin 2(2\pi nd/\lambda+\psi)}{1-R\exp(-4\pi kd/\lambda)\cos 2(2\pi nd/\lambda+\psi)};$$

$$R=\frac{(n-1)^2+k^2}{(n+1)^2+k^2};\quad \psi=\operatorname{arctg}\frac{2k}{n^2+k^2-1}.$$

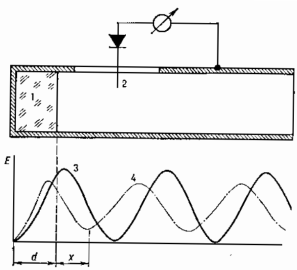


Рис. 3. Волноводная измерительная линия: 1 — исследуемый образец, 2 — измерительный зонд, 3, 4 — эпюры стоячей волны без образца и с образцом.

В ИК-диапазоне ($\nu>10^{11}$ Гц) измерения T, R, φ и ψ проводят с помощью монохроматорных и фурье-спектрометров, причём часто ограничиваются лишь измере-

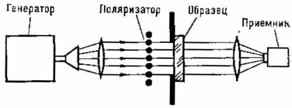


Рис. 4. Простейшая квазиоптическая схема «на пропускание» для частот 10^{11} — 10^{12} Гц.

нием зависимости $R(\nu)$, получая затем $\psi(\nu)$ из *Крамерса — Кронига соотношения:*

$$\psi(\nu)=\frac{\omega}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{\ln R(\nu')}{\nu^2-\nu'^2}\,d\omega'.$$

В субмиллиметровом диапазоне ($\omega\sim10^{11}-10^{12}$ Гц) наиб. эффективны т. н. ЛОВ-спектрометры, в к-рых генераторами служат перестраиваемые по частоте мо-

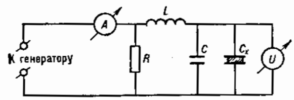


Рис. 5. Схема куметра; $C_x=C_0-C_1$, $\operatorname{tg}\delta=\frac{C_0}{C_x}\left(\frac{1}{Q_1}-\frac{1}{Q_0}\right)$, где Q_0, Q_1 — добротности пустого и нагруженного контура; C_0, C_1 — ёмкости пустого и нагруженного конденсатора.

нохроматич. генераторы — *лампы обратной волны* (ЛОВ).

Наибольшей чувствительностью к ε'' и точностью определения ε' обладают резонансные методы, где измеряются изменения добротности Q и собств. частоты ν_0 резонатора при помещении в него исследуемого образца. Резонаторами служат LC-контуры ($\nu\sim10^5-10^8$ Гц, рис. 5), *объёмные резонаторы* ($\nu\sim10^8-10^{11}$ Гц, рис. 6) и начиная с $\nu\sim10^{11}$ Гц — *оптические резонаторы*. При больших ε' и малых ε'' резонаторами могут служить сами образцы (метод диэлектрич. резонатора). Частотная зависимость коэф. пропускания $T(\nu)$ плоскопараллельной диэлектрич. пластинки имеет максимумы в результате интерференции волн внутри образца. По расстоянию между максимумами, по их положению на шкале частот, по их величинам и полуширине рассчитывают ε' и ε''.

Особую группу составляют мультичастотные методы, основанные на изучении отклика исследуемого образца на сигнал с широким спектром (импульсные или шумовые зондирующие поля). Зависимости $\varepsilon'(\nu)$ и $\varepsilon''(\nu)$ рассчитываются через фурье-преобразование временной зависимости отклика. Гл. достоинство — оперативность получения картины поведения $\varepsilon(\nu)$ в широком участке спектра. Напр., при использовании коаксиальной линии и импульсного сигнала с фронтом 50 нс одновременно получают информацию об ε на частотах от 10^5 до 10^9 Гц. Пример мультичастотного метода — *Фурье спектроскопия* ИК-диапазона.

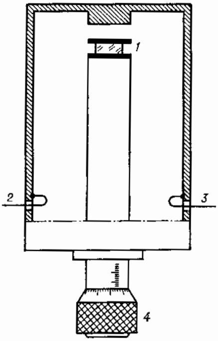


Рис. 6. Коаксиальный резонатор с торцевым зазором: 1 — исследуемый образец в обкладках конденсатора, 2, 3 — петли связи, 4 — настроечный микрометрический винт; $\mathrm{tg}\,\delta=\frac{C_0}{C_x}\left(\frac{1}{Q_1}-\frac{1}{Q_0}\right)$; $\varepsilon'-1=B(\nu_1-\nu_0)/\nu_0$, где ν_0 и ν_1 — резонансные частоты пустого и заполненного конденсатора, B — коэффициент, определяемый геометрией резонатора.

Для Д. и. жидкостей применяются также методы, основанные на создании слоя перем. толщины (в конденсаторе, волноводной линии, резонаторе), и т. п. метод эллипсоида: ε' определяют по величине вращающего момента $\boldsymbol{M}$, действующего со стороны электрич. поля E на металлич. цилиндр или эллипсоид, подвешенный на тонкой нити в исследуемой жидкости: $\varepsilon'\sim M/E^2$. В случае газов из-за малости ε' и ε'' используют волноводные ячейки большой длины или многопроходные резонаторы.

Д. и. анизотропных сред сложнее. В низкосимметричных кристаллах, напр., необходимо учитывать тензорный характер ε (гл. оси диэлектрич. эллипсоидов ε' и ε'' могут не совпадать как между собой, так и с кристаллографич. осями, возможен поворот этих осей в зависимости от внеш. воздействий — темп-ры, давления, ν).

Д. и. в сильных полях имеют целью исследование зависимости ε от напряжённости внеш. электрич. поля E. К образцу обычно либо прикладывают сильное смещающее поле совместно со слабым зондирующим сигналом, либо пользуются методом генерации гармоник (см. *Нелинейная оптика*).

Информацию об ε можно получить, исследуя спектр флуктуаций поляризации вещества в измерит. конденсаторе. *Найквиста формула* связывает параметры конденсатора с флуктуационным током. Возможно определение ε и с помощью *Черенкова — Вавилова излучения*. При этом ε рассчитывается по измеренным скорости движения заряж. частиц в исследуемом веществе и углу между направлениями их движения и распространения черенковского излучения.

Лит.: Брандт А. А., Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах, М., 1963; Длинноволновая инфракрасная спектроскопия. Сб. ст., пер. с англ., М., 1966; Эме Ф., Диэлектрические измерения, пер. с нем., М., 1967; Надь Ш. Б., Диэлектрометрия, пер. с венг., М., 1976.

А. А. Волков, Г. В. Козлов.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ — энергия перем. электрич. поля, переходящая в теплоту в *диэлектрике*. Д. п.— одно из проявлений общего явления самопроизвольного перехода энергии упорядоченного движения в энергию хаотич. теплового движения. Т. к. любое перем. поле E можно представить в виде совокупности гармонич. полей: $E=E_0\cos\omega t$, то достаточно вычислить Д. п. для гармонич. поля. Электрич. индукция D меняется при этом по закону: $D=D_0\cos(\omega t-\delta)$, где t — время, ω — частота поля, δ — разность фаз между векторами E и D. Индукцию D можно представить в виде:

$$D=D_1\cos\omega t+D_2\sin\omega t,\qquad D_1=D_0\cos\delta=\varepsilon' E_0,\qquad (*)$$
$$D_2=D_0\sin\delta=\varepsilon'' E_0,\qquad \mathrm{tg}\,\delta=\varepsilon'/\varepsilon''.$$

Здесь ε' и ε'' — вещественная и мнимая части комплексной *диэлектрической проницаемости* $\varepsilon=\varepsilon'+i\varepsilon''$. Используя *Максвелла уравнения*, можно показать, что кол-во тепла, выделяющееся в единице объёма диэлектрика в единицу времени, т. е. мощность W потерь энергии электрич. поля, равно:

$$W=\frac{\omega}{8\pi^2}\int\limits_0^{2\pi/\omega} E\frac{\partial D}{\partial t}\,dt.$$

Подставляя E и D из (*), получим:

$$W=\frac{\omega E_0^2}{8\pi^2}\int\limits_0^{2\pi/\omega}\cos\omega t\left(\varepsilon'\frac{\partial\cos\omega t}{\partial t}+\varepsilon''\frac{\partial\sin\omega t}{\partial t}\right)dt=$$
$$=\frac{\varepsilon'' E_0^2\omega}{8\pi}=\frac{\varepsilon' E_0^2\omega}{8\pi}\,\mathrm{tg}\,\delta=\frac{\varepsilon'\overline{E^2}\omega}{4\pi}\,\mathrm{tg}\,\delta$$

($\overline{E^2}$ — среднее за период значение E^2). В связи с этим δ наз. углом Д. п.

Частотная зависимость Д. п. определяется частотной дисперсией диэлектрич. проницаемости. При резонансном характере дисперсии максимум Д. п. приходится на частоту, близкую к резонансной частоте ω_0, при релаксац. характере дисперсии он соответствует $\omega=1/\tau$, где τ — время *релаксации*.

При уменьшении ω величина Д. п. в идеальном диэлектрике стремится к 0 (пропорц. ω^2). Однако реальные диэлектрики всегда обладают проводимостью σ, с к-рой связаны потери энергии даже в случае эл.-статич. поля ($W=\sigma E^2$, см. *Джоуля — Ленца закон*). Потери, обусловленные проводимостью, часто включают в Д. п., принимая для малых частот $\varepsilon''\approx 4\pi\sigma/\omega$. В *сегнетоэлектриках* Д. п. могут быть велики на малых частотах и в отсутствие проводимости благодаря *гистерезису сегнетоэлектрическому*.

Величина Д. п. кристаллич. диэлектриков существенно зависит от их термич. обработки, совершенства, примесного состава и т. п. Напр., в чистой каменной соли величина Д. п. ничтожна ($\mathrm{tg}\,\delta<0{,}0002$ при $\omega\sim 1$ Мгц), а небольшие примеси существенно её увеличивают до $\mathrm{tg}\,\delta\sim 0{,}1$.

Лит. см. при ст. *Диэлектрики*, *Диэлектрическая проницаемость*.

А. П. Леванюк, Д. Г. Санников.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР заряженных частиц. Действие Д. д. основано на способности тяжёлых ионов создавать при торможении в твёрдых диэлектриках и полупроводниках стабильные во времени зоны *дефектов* в узком канале вдоль трека диам. от $1-5\cdot10^{-3}$ мкм до неск. $1-5\cdot10^{-2}$ мкм. Зоны дефектов (треки) могут наблюдаться с помощью электронного микроскопа либо после избират. хим. травления оптич. методами. В последнем случае следы тяжёлых частиц наблюдаются как каналы либо лунки диам. от десятков до сотен мкм (измеряются с помощью оптич. систем увеличением 100—200). В качестве материала Д. д. применяют природные и синтетич. кристаллы, стёкла, высокополимерные органич. соединения.

Важное свойство Д. д.— их пороговая чувствительность к тяжёлым заряж. частицам. Д. д. используются гл. обр. для регистрации многозарядных ионов, однако на нек-рых материалах, напр. бисаллилкарбонате, возможна регистрация протонов с энергией до 7—10 МэВ и α-частиц с энергией до 70 МэВ (обычно для регистрации α-частиц применяют нитрат или ацетат целлюлозы). Для выделения более тяжёлых многозарядных ионов используются поликарбонат, лавсан, кристаллы оливина, топаза, торина и магнийстронциевое стекло. Порог регистрации поликарбоната и лавсана лежит в области макс. удельных ионизационных потерь ионов углерода, для остальных указанных материалов — в районе Ti—V. Порог выявления треков может быть ещё более повышен (в сторону больших Z и A) с помощью избират. отжига при темп-рах 200—600 °C.

Д. д. отличаются высокой эффективностью регистрации, имеют низкий уровень фона. Они нечувствительны к свету, α-частицам, γ-излучению, высокоэнергетичным малозарядным частицам. Д. д. обеспечивают возможность регистрации заряж. частиц при высоких и низких темп-рах, в химически агрессивных средах, при высоких давлениях, ударных нагрузках и в высоком *вакууме*. Д. д., покрытые слоем ^{235}U, ^{238}U, применяются для регистрации тепловых и быстрых нейтронов по осколкам деления. В состав Д. д. могут быть введены любые необходимые элементы от Li до U.

Основные применения Д. д.: регистрация факта прохождения частицы (регистрация осколков деления, измерение потоков нейтронов, дозиметрия, радиография и др.); использование высокого пространств. разрешения при исследовании *деления ядер* на 3 и более осколков и измерении времён жизни *составных ядер* методом «теней»; определение Z и A релятивистских ядер по изменению скорости травления вдоль следа.

С помощью Д. д. были идентифицированы *трансурановые элементы* от $A=103$ до $A=107$, открыты явления запаздывающего деления ядер из изомерных состояний, деления ядер на 3 осколка, в *космических лучах* обнаружены ядра тяжелее Fe.

Лит.: Флеров Г. Н., Берзина И. Г., Радиография минералов, горных пород и руд, М., 1979; Гангрский Ю. П., Марков Б. Н., Перелыгин В. П., Регистрация и спектрометрия осколков деления, М., 1981; Флейшер Р. Л., Прайс П. Б., Уокер Р. М., Треки заряженных частиц в твёрдых телах. Принципы и приложения, пер. с англ., ч. 1—3, М., 1981.

ДИЭЛЕКТРО́ННАЯ РЕКОМБИНА́ЦИЯ — процесс *рекомбинации ионов и электронов* в плазме, связанный с образованием промежуточных *автоионизационных состояний*. Процесс происходит в две стадии:

$$B^{Z+}(\gamma_0)+e \longrightarrow B^{(Z-1)+}(\gamma, nl) \begin{cases} \nearrow B^{(Z-1)+}(\gamma', nl)+\hbar\omega \\ \rightrightarrows B^{Z+}(\gamma'')+e \end{cases}.$$

На первой — падающий электрон (e) возбуждает рекомбинирующий ион $B^{Z+}(\gamma_0)$ (Z — кратность иона, γ_0 — набор квантовых чисел его нач. состояния, n, l — квантовые числа присоединённого электрона) и образуется промежуточное автоионизац. состояние иона $B^{(Z-1)+}$ с кратностью на единицу меньше и квантовыми числами γ, nl. На второй стадии происходит распад автоионизац. состояния. Если в результате распада излучается фотон с энергией $\hbar\omega$ и получается обычное стационарное состояние иона γ', nl (показано одинарной стрелкой), то произошла рекомбинация, если же в результате распада получится снова свободный электрон и ион B^{Z+} в состоянии γ'' (показано двойной стрелкой), то произошло резонансное рассеяние (упругое, если $\gamma_0=\gamma'$, и неупругое в противном случае).

Впервые на важность процесса Д. р. было указано А. Бёрджессом [1, 2]. Д. р. играет определяющую роль в *ионизационном равновесии* многозарядных ионов в горячей разреженной плазме ряда астрофиз. объектов (короны звёзд, остатки вспышек сверхновых и др.) и лаб. установок (типа «Токамак», «Стелларатор» и др.).

Д. р. имеет след. осн. особенности. 1) Так же, как и для фоторекомбинации, число актов Д. р. в единицу времени в единице объёма N пропорц. плотности рекомбинирующих ионов N_Z и первой степени электронной плотности N_e (в отличие от трёхчастичной рекомбинации, пропорц. N_e^2): $N=N_Z\cdot N_e\varkappa_d$, где $\varkappa_d$ — скорость Д. р. 2) Процесс Д. р. связан с возбуждением электронов рекомбинирующего иона, поэтому Д. р. принципиально невозможна для голых ядер. Т. к. обычно потенциал возбуждения существенно больше kT (T — темп-ра плазмы), то число максвелловских электронов с энергией больше потенциала возбуждения мало и скорость Д. р. экспоненциально зависит от T. 3) Осн. вклад в Д. р. дают, как правило, состояния с большими квантовыми числами (n, l). Эти состояния легко разрушаются столкновениями с заряж. частицами, полем внеш. излучения и др. факторами, поэтому скорость Д. р. имеет значительно более сильную зависимость от параметров плазмы, чем, напр., скорость фоторекомбинации. 4) Излучаемые в процессе Д. р. кванты $\hbar\omega$ имеют строго определённые значения энергии, равные энергии перехода $(\gamma, nl)\rightarrow(\gamma', nl)$ в ионе $B^{(Z-1)+}$. Соответствующие им спектральные линии наз. **диэлектронными сателлитами**.

Гл. трудность в расчёте скорости Д. р. состоит в необходимости учёта большого числа промежуточных состояний. Для приложений скорость Д. р. обычно аппроксимируют выражением:

$$\varkappa_d=10^{-13}B\beta^{3/2}e^{-\beta\chi}\ \text{см}^3/\text{с};\quad \beta=\frac{(Z+1)^2\,\mathrm{Ry}}{kT}.$$

Параметры B и χ, вообще говоря, должны рассчитываться индивидуально для каждого иона, $\mathrm{Ry}=13{,}6$ эВ — единица Ридберга для энергии. Подробная теория Д. р., включая ф-лы для расчёта параметров B, χ и их значения для нек-рых типов ионов, приведена в [2]. Часто используют полуэмпирич. ф-лу:

$$B=480f_{\gamma_0\gamma}\left(\frac{Z\varepsilon}{Z^2+13{,}4}\right)^{1/2}[1+0{,}105\,(Z+1)\,\chi+\\+0{,}015\,(Z+1)^2\,\chi^2]^{-1};$$

$$\varepsilon=\frac{E_{\gamma_0\gamma}}{(Z+1)^2\,\mathrm{Ry}};\quad \chi=\varepsilon\cdot\left[1+0{,}015\frac{Z^3}{(Z+1)^2}\right]^{-1},$$

где $E_{\gamma_0\gamma}$, $f_{\gamma_0\gamma}$ — соответственно энергия и *сила осциллятора* перехода γ_0—γ.

Лит.: 1) Burgess A., A general formula for the estimation of dielectronic recombination coefficients in low density plasmas, «Astrophys. J.», 1965, v. 141, p. 1588; 2) Burgess A., Dielectronic recombination and the temperature of the solar corona, «Astrophys. J.», 1964, v. 139, p. 776; 3) Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979. *И. Л. Бейгман.*

ДЛИНА́ ВОЛНЫ — пространственный период волны, т. е. расстояние между двумя ближайшими точками гармонич. *бегущей волны*, находящимися в одинаковой фазе колебаний, или удвоенное расстояние между двумя ближайшими узлами или пучностями *стоячей волны*. Д. в. λ связана с периодом колебания T и фазовой скоростью $v_ф$ распространения волны в данном направлении соотношением: $\lambda=v_ф T$.

ДЛИНА́ РАССЕ́ЯНИЯ — величина, характеризующая поведение амплитуды упругого рассеяния частиц при малых энергиях (импульсах). Введена Э. Ферми (E. Fermi). Для короткодействующих потенциалов амплитуда f_l рассеяния бесспиновых частиц в состоянии с орбитальным моментом l при

$$p\ll\frac{\hbar}{r_0} \qquad (1)$$

(p — относит. импульс частиц, r_0 — характерный размер области взаимодействия) имеет вид:

$$f_l=-a_l p^{2l}. \qquad (2)$$

Вещественная константа a_l наз. Д. р. Если выполняется условие (1), то осн. роль играет рассеяние в состоянии с $l=0$ (S-волна) и для амплитуды имеем:

$$f\Big|_{k\to 0}=\frac{1}{k\,\mathrm{ctg}\,\delta-ik}\Big|_{k\to 0}=-a, \qquad (3)$$

где δ и a — фаза и длина S-рассеяния, $k=p/\hbar$ — волновое число. Т. о.,

$$k\,\mathrm{ctg}\,\delta\Big|_{k\to 0}=-\frac{1}{a}. \qquad (4)$$

Дифференц. сечение рассеяния определяется в области малых энергий длиной рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_{k\to 0}=a^2. \qquad (5)$$

Соотношение (4) представляет собой первый член разложения по k^2 величины $k\,\mathrm{ctg}\,\delta$. След. член характеризуется **эффективным радиусом рассеяния**. Длина S-рассеяния зависит от полного спина и полного *изотопического спина* рассеиваемых частиц. Если система рассеиваемых частиц обладает уровнем с малой энергией связи, то Д. р. связана с энергией связи $\mathscr{E}_{св}$ соотношением (ф-ла Вигнера):

$$\frac{\hbar}{a}=\sqrt{2\mu\mathscr{E}_{св}}, \qquad (6)$$

где μ — приведённая масса. Характерный пример — н—р-система в состоянии с равным единице полным спином. См. *Рассеяние микрочастиц*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Тейлор Д. Р., Теория рассеяния, пер. с англ., М., 1975. *С. М. Биленький.*

ДЛИНА́ СВОБО́ДНОГО ПРОБЕ́ГА (точнее, средняя длина свободного пробега) — ср. расстояние, к-рое проходит частица между двумя последоват. столкновениями. Д. с. п.— важное понятие *кинетической теории газов*, введённое Р. Клаузиусом (R. Clausius) в 1858.

Д. с. п. равна $l=\bar{v}\tau$, где $\bar{v}$ — ср. скорость молекул, τ — ср. время между столкновениями, причём $\tau=1/\nu$, ν — частота столкновений, т. е. ср. число столкновений, испытываемых молекулой за единицу времени в единице объёма. Следовательно, $l=\bar{v}/\nu$. Для газа упругих сфер радиуса a частота столкновений $\nu=n\bar{v}\sigma\sqrt{2}$, где n — число молекул в единице объёма, $\sigma=4\pi a^2$ — полное эфф. сечение столкновения, $l=1/n\sigma\sqrt{2}$.

В общем случае частота столкновений равна $\nu=1/\tau=n\langle u\sigma(u)\rangle$, где u — модуль относит. скорости, $\sigma(u)=\int\sigma(u, \vartheta)\,d\Omega$ — полное эфф. сечение столкновений, угл. скобки означают усреднение по *Максвелла распределению* относительных скоростей с приведённой массой $\mu=m/2$, $\sigma(u, \vartheta)$—дифференц. эфф. сечение столкновения. При вычислении кинетических коэф. оказываются существенными т. н. транспортные Д. с. п. Напр., для диффузии вводят транспортное эфф. сечение

$$\sigma_{tr}(u)=\int\sigma(u, \vartheta)(1-\cos\vartheta)\,d\Omega,$$

а для вязкости

$$\sigma_{tr}(u)=\int\sigma(u, \vartheta)(1-\cos^2\vartheta)\,d\Omega.$$

Понятие Д. с. п. удобно для качеств. рассмотрения явлений переноса в газах, оно обобщено на случай систем слабовзаимодействующих частиц: электронный газ в металлах и полупроводниках, нейтроны в слабопоглощающих средах и т. п.

Лит.: Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960, гл. 5; Ферцигер Дж., Капер Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976, гл. 2, 14. *Д. Н. Зубарев.*

Д. с. п. заряженных частиц (электронов и ионов). При классич. рассмотрении понятия полного эффективного сечения и Д. с. п. по отношению к упругим столкновениям заряж. частиц теряют смысл, поскольку заряж. частицы взаимодействуют между собой на сколь угодно больших расстояниях r. Квантовая механика, основываясь на соотношениях неопределённостей, даёт конечное значение для σ и l, если взаимодействие убывает быстрее, чем $1/r^3$. В плазме существен эффект экранирования кулоновского поля заряда на расстояниях, определяемых *дебаевским радиусом экранирования*.

В плазме с электронной темп-рой T_e и плотностью электронов N (плотность ионов при этом равна N/Z_i, где Z_i — ср. заряд ионов) Д. с. п. электронов по отношению к электрон-электронным столкновениям равна $l_{ee}\simeq\frac{(kT_e)^2}{4\pi e^4 N L_e}$, здесь e — заряд электрона и L_e — *кулоновский логарифм*, зависящий от T_e и дебаевского радиуса. Д. с. п. электронов по отношению к электрон-ионным столкновениям в Z_i раз меньше и составляет $l_{ei}\simeq\frac{(kT_e)^2}{4\pi e^4 N Z_i L_e}$. Д. с. п. ионов по отношению к ион-ионным столкновениям: $l_{ii}\simeq\frac{(kT_i)^2}{4\pi e^4 N Z_i^3 L_i}$, где T_i — ионная темп-ра, L_i — кулоновский логарифм с ионными величинами вместо электронных.

С помощью Д. с. п. производятся аналитич. оценки кинетических коэф. газов и плазмы.

Лит.: Смирнов Б. М., Физика слабоионизованного газа, М., 1972; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979. *Л. П. Пресняков.*

ДЛИ́ННЫЕ ВО́ЛНЫ — *радиоволны* с длиной волны λ от 10^4 до 10^3 м (диапазон частот 30—300 кГц). *Загоризонтное распространение радиоволн* ДВ-диапазона осуществляется в виде *земной волны* (на расстояние до 2000 км) или благодаря их многократному отражению от стенок сферич. волновода (нижняя — поверхность Земли, верхняя — ионосферный слой D в дневные и слой E в ночные часы). На больших расстояниях существенно волноводное распространение Д. в., к-рое зависит от анизотропии ионосферной плазмы, её неоднородности и т. п.

Д. в. используют в радиовещании ($1000<\lambda<2000$ м), дальней связи, системах радионавигации, они являются одним из средств изучения параметров нижн. ионосферы. *Л. М. Ерухимов.*

ДЛИ́ННЫЕ ЛИ́НИИ — то же, что *линии передачи*.

Ф50 **Физическая** энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. Ред. кол. Д. М. Алексеев, А. М. Балдин, А. М. Бонч-Бруевич, А. С. Боровик-Романов и др.— М.: Сов. энциклопедия. Т. I. Ааронова — Бома эффект — Длинные линии. 1988. 704 с., ил.

Ф $\frac{3802010000-003}{007(01)-88}$ св. пл. подписных изд. 1988 53(03)

ИБ № 133

Сдано в набор 11.08.87. Подписано в печать 28.01.88. Т-03852. Формат 84×108 1/16. Бумага типографская № 1. Гарнитура обыкновенно-новая. Печать высокая. Усл.-печ. л. 73,92; уч.-изд. л. 121,98; усл. кр.-отт. 74,76. Тираж 100 000 экз. Зак. №1318. Цена 8 руб. 40 коп.

Отпечатано с матриц, изготовленных в ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени МПО «Первая Образцовая типография» имени А. А. Жданова.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Советская энциклопедия». 109817, Москва, Покровский бульвар, д. 8.

Ордена Трудового Красного Знамени Московская типография № 2 «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 129085, Москва, Проспект Мира, 105.